

**Experimentelle Untersuchungen  
zum  
Wachstum von Planetesimalen  
in Protoplanetaren Scheiben**

Von der Fakultät für Physik  
der Universität Duisburg-Essen  
genehmigte Dissertation von

Dipl.-Phys. Thorsten Meisner

zur Erlangung des akademischen Grades

Dr. rer. nat.

1. Gutachter: Prof. Dr. Gerhard Wurm
2. Gutachter: Prof. Dr. Jürgen Blum

Datum der Disputation: 18. Juli 2014





# Zusammenfassung

Im Kontext der Planetenentstehung wird auf die Theorie und deren experimentelle Bestätigung der Staubkoagulation eingegangen, um die Entwicklung von Planetesimalen in einer protoplanetaren Scheibe zu erklären. In dieser Arbeit werden hierzu Experimente zur Kollision von Staubagglomeraten vorgestellt und deren Ergebnisse diskutiert. Ziel dieser experimentellen Untersuchungen im Labor ist es, Aussagen treffen zu können, unter welchen Umständen Staubagglomerate bei Kollisionen zu größeren Körpern wachsen können. Auch die Beschaffenheit von Staubagglomeraten bezüglich deren Dichte und mechanischen Eigenschaften werden untersucht.

Bei Kollisionen zwischen cm-großen Staubzylindern mit Relativgeschwindigkeiten von 1 m/s kann gezeigt werden, dass das jeweils stabilere (weniger poröse) Agglomerat Masse akkretiert, während der jeweils andere Staubzylinder in der Kollision fragmentiert. Es kann hierfür eine Akkretionsabhängigkeit bezüglich der Kollisionsgeschwindigkeit und der Dichtedifferenz beider stoßender Körper festgestellt und gemessen werden. Besonders die Differenz in der Dichte zweier gleich großer stoßender Staubkörper sind für die Entstehung von Planetesimalen in protoplanetaren Scheiben relevant.

Die Stabilität von Staubagglomeraten in Kollisionen hängt von den mechanischen Eigenschaften des verwendeten Staubes ab. Staub ist kein wirklicher Festkörper, sondern gehört zur Form der granularen Materie. Für diese Form der Materie können in Experimenten die mechanischen Eigenschaften wie die Druckfestigkeit, die Zugfestigkeit sowie der Elastizitätsmodul bestimmt und quantifiziert werden. Ferner stellt sich in weiteren Experimenten zur Beschaffenheit des Staubes heraus, dass die Porösität im inneren Kern von cm-großen Agglomeraten in Kollisionen bei Geschwindigkeiten von 6 - 7 m/s nahezu unverändert bleibt. Somit können angewachsene Staubagglomerate in protoplanetaren Scheiben durchaus einen sehr porösen inneren Kern beinhalten.

Es erfolgt zudem eine Untersuchung von  $\mu\text{m}$ -großen Staubpartikeln bezüglich ihres Beitrags zum Wachstum von Staubagglomeraten in multiplen Kollisionen mit größeren Targets (im cm-Bereich) bei Kollisionsgeschwindigkeiten mit bis zu 70 m/s. Hierbei wird das Wachstum eines Agglomerats durch 50 m/s schnell auftreffende Staubpartikel mit Hochgeschwindigkeitsaufnahmen genau beobachtet und nachgewiesen. In Impakten der Staubprojekteile mit Kollisionsgeschwindigkeiten von 50 m/s konnten zudem cm-große Staubagglomerate aufgebaut und deren Dichte vermessen werden. Diese ist, wie zu erwarten, mit einem Volumenfüllfaktor von 38 % etwas höher als bei Agglomeraten, welche mit Partikeln „moderater“ ( $< 7 \text{ m/s}$ ) Geschwindigkeiten aufgebaut werden. Quantitativ wird der beobachtete Massenzuwachs mittels Akkretionseffizienzen beschrieben, welche bei verschiedenen Impaktgeschwindigkeiten der Staubprojekteile vermessen werden. Es wird gezeigt, dass die Akkretionseffizienz reduziert wird, wenn die Kollisionsenergie der Staubprojekteile zunimmt.

Die Resultate dieser Arbeit bestätigen die Koagulationstheorie der Planetenentstehung und stehen für zukünftige Simulationen zur Verfügung. Die Theorie der Koagulation, aber auch die alternative Theorie zur Planetenentstehung, die der Gravitationsinstabilitäten, profitieren von den Ergebnissen und können präzisiert werden.

# Abstract

In the context of planet formation it is presented the theory of dust coagulation and its experimental confirmation to explain the formation of planetesimals in protoplanetary discs. For this, experiments on collisions of dust agglomerates are introduced and the results are discussed in this thesis. The aim of the experimental analysis in laboratory is to specify under which circumstances dust agglomerates could grow to larger bodies in collisions. Also the consistence of dust agglomerates related to the density and mechanical properties are investigated.

At collisions between cm-sized dust cylinders with relative velocities of around 1 m/s it is presented that the more stable (less porous) agglomerate is accreting mass, while the other dust cylinder is fragmented. Related to the collision velocity and the difference in density of two colliding bodies a dependency of accretion is discovered and measured. Particularly the difference in density of two equal sized colliding dust agglomerates are relevant for the formation of planetesimals in protoplanetary discs.

The stability of dust agglomerates in collisions depends on mechanical properties of the used dust. Dust is not a real solid body but belongs to the sort of granular material. For this sort of matter the mechanical properties like the compression strength, the tensile strength and the modulus of elasticity can be determined and quantified. In further experiments concerning the consistence of the dust it turned out that the porosity in the inner core of cm-sized agglomerates is unchanged in collisions at velocities around 6 - 7 m/s. Hence, grown dust agglomerates definitely can exist with a highly porous inner core.

Furthermore an investigation of  $\mu\text{m}$ -sized dust particles is carried out concerning their contribution to the growth of dust agglomerates in multiple collisions with larger targets (cm-sized) at collision velocities up to 70 m/s. Here, the growth of an agglomerate by fast (with  $v = 50 \text{ m/s}$ ) impinging dust particles is observed and proved by the use of a high speed camera. Additionally, cm-sized dust agglomerates can be build up in impacts of dust projectiles with a collision velocity of 50 m/s and their densities can be measured. As expected the density, represented by the volume filling factor, has a value of 38 % and is a little bit larger than agglomerates, which are build up with particles possessing „moderate“ ( $< 7 \text{ m/s}$ ) velocities. The determined growth of mass is quantatively described by accretion efficiencies which are measured at different impact velocities of the dust projectiles. It is shown that the accretion efficiency is reduced, if the collision energy of the dust projectiles will be increased.

The results of this thesis confirm the theory of coagulation in context of planet formation and they are at theorists disposal for future simulations. The theory of coagulation but also alternative theories, like gravitational instabilities benefit from these results and can be defined more precisely.

# Publikationen:

Im Rahmen dieser Dissertation wurden die unten stehenden Artikel und Konferenzbeiträge veröffentlicht.

## Artikel (peer reviewed):

- **Meisner, T.;** Wurm, G.; Teiser, J.; Schywek, M. *Preplanetary Scavengers: Growing Tall in Dust Collisions* Astronomy & Astrophysics, Volume 559, id.A123, 10 pp.
- **Meisner, T.;** Teiser, J.; Wurm, G. *Experiments on centimeter-sized dust-aggregates and their implications for planetesimal formation* Astronomy & Astrophysics, Volume 544, id.A138, 9 pp.
- Beitz, E.; Güttler, C.; Blum, J.; **Meisner, T.;** Teiser, J.; Wurm, G. *Low-velocity Collisions of Centimeter-sized Dust Aggregates* The Astrophysical Journal, Volume 736, Issue 1, article id. 34, 11 pp. (2011)

## Konferenzbeiträge:

- **Meisner, T.;** Wurm, G.; Teiser, J.; Schywek, M. *Preplanetary Scavengers: Growing Tall in Dust Collisions*, Poster und Abstract, Protostars & Planets VI, Heidelberg (Deutschland), 2013
- **Meisner, T.;** Wurm, G.; Teiser, J. *High speed dust collisions and their consequences on planetesimal formation*, Talk und Abstract, Planet Formation and Evolution, München (Deutschland), 2012
- **Meisner, T.;** Wurm, G.; Teiser, J. *Mechanical properties of dust agglomerates in protoplanetary disks*, Poster und Abstract, Dust and Grains in Low Gravity and Space Environment, ESA/ESTEC, Noordwijk (Niederlande), 2012
- **Meisner, T.;** Teiser, J.; Wurm, G. *Collisions of Protoplanetary Dust Aggregates and the Influence of their Volume Filling Factors*, Talk und Abstract, EPSC-DPS Joint Meeting, Nantes (Frankreich), 2011
- **Meisner, T.;** Wurm, G.; Teiser, J. *Properties and Evolution of Planetary Dust Aggregation*, Poster und Abstract, Gordon Research Conference: Origins of Solar Systems, Mount Holyoke College, South Hadley MA (USA), 2011
- **Meisner, T.;** Wurm, G.; Teiser, J. *Influence of volume filling factor/porosity on low-velocity collisions of centimeter-sized dust agglomerates*, Talk und Abstract, Planet Formation and Evolution, Göttingen (Deutschland), 2011



# Inhaltsverzeichnis

<b>Zusammenfassung</b>	<b>I</b>
<b>Publikationen</b>	<b>III</b>
<b>1 Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2 Entstehung von Planeten in protoplanetaren Scheiben</b>	<b>5</b>
2.1 Erste Erklärungen zur Entstehung des Sonnensystems . . . . .	5
2.2 Das „Minimum Mass Solar Nebula“-Modell . . . . .	7
2.3 Die Phasen der Planetenentstehung . . . . .	7
2.3.1 Koagulation von Staub in protoplanetaren Scheiben . . . . .	11
2.3.2 Relativgeschwindigkeiten der Staubkörper und die Folgen der Kollisio-	
nen untereinander . . . . .	13
<b>3 Theorien von Agglomeraten und deren Wachstum</b>	<b>17</b>
3.1 Molecular Dynamics (MD) . . . . .	17
3.2 Smoothed Particle Hydrodynamics (SPH) . . . . .	18
3.3 Theorien zum Wachstum von Staubagglomeraten . . . . .	18
<b>4 Der Staub</b>	<b>23</b>
4.1 Staub als granulares Medium . . . . .	23
4.2 Probenaufbereitung . . . . .	24
<b>5 Kollisionen von cm-großen Staubagglomeraten</b>	<b>27</b>
5.1 Experimentaufbau . . . . .	27
5.2 Ergebnisse . . . . .	28
5.3 Diskussion . . . . .	32
5.4 Folgerungen . . . . .	35
<b>6 Mechanische Eigenschaften von Staubagglomeraten in protoplanetaren Scheiben</b>	<b>37</b>
6.1 Der uniaxiale Druckversuch . . . . .	37
6.1.1 Experimentaufbau . . . . .	37
6.1.2 Ergebnisse . . . . .	38
6.2 Der „Brazilian“-Test . . . . .	40
6.2.1 Experimentaufbau . . . . .	40
6.2.2 Ergebnisse . . . . .	42

6.3	Messung der Schallgeschwindigkeit und Bestimmung des Elastizitätsmoduls	44
6.3.1	Theorie und Experimentaufbau	44
6.3.2	Ergebnisse	46
6.4	Multiple Impakte und die Auswirkungen auf die Porosität	48
6.4.1	Experimentaufbau	48
6.4.2	Ergebnisse	50
6.5	Folgerungen	53
<b>7</b>	<b>Hochgeschwindigkeitskollisionen (bis 70 m/s) von <math>\mu\text{m}</math>-großen Staubaggregaten</b>	<b>57</b>
7.1	Experimentaufbau und Kalibrationen	57
7.1.1	Experimentaufbau	57
7.1.2	Kalibrationen	60
7.2	Erste Einschlagexperimente	67
7.2.1	Der Restitutionskoeffizient	67
7.2.2	Diskussion	72
7.3	Wachstum von Staubagglomeraten bei hohen Geschwindigkeiten	73
7.3.1	Analyse der auftreffenden Staubteilchen bei hohen Geschwindigkeiten	73
7.3.2	Volumenfüllfaktoren von gewachsenen Agglomeraten	77
7.3.3	Die Akkretionseffizienz	79
7.4	Folgerungen	87
<b>A</b>	<b>Zur Bestimmung der Höhe von zylinderförmigen Staubagglomeraten</b>	<b>101</b>
<b>B</b>	<b>Volumenbestimmung von Staubagglomeraten</b>	<b>103</b>
	<b>Danksagung</b>	<b>111</b>

# Kapitel 1

## Einleitung

*Die Entwicklung der Welt lässt sich mit einem Feuerwerk vergleichen, das gerade zu Ende gegangen ist: Es gibt noch einige rote Funken, Asche und Rauch. Auf der ausgekühlten Schlacke stehend, betrachten wir das Erlöschen der Sonnen und versuchen uns die entschwundene Brillanz während der Entstehung der Welt vorzustellen.*

*Georges Lemaître (1894 - 1966), Astronom und kath. Geistlicher*

Wie ist die Welt entstanden? Dies ist eine Frage, welche sich Menschen seit Jahrtausenden stellen, besonders wenn sie in den nächtlichen Himmel schauen und all die vielen Sterne erkennen und betrachten.

Es dauerte sehr lange Zeit, bis sich die Erkenntnis durchsetzte, dass die Welt auf der wir Menschen leben, die Sonne umkreist. Im Weltbild der Menschheit rückte sie zunächst vom Mittelpunkt des Universums ab und ist einer von 8 Planeten welcher die Sonne umkreist. Es stellte sich weiter heraus, dass auch unsere Sonne wiederum ein Stern ist, wie diejenigen, welche wir zu tausenden an einem wolkenlosen Nachthimmel betrachten können. Unser Sonnensystem ist ein Teil der Milchstraße und es kreist mit ca. 200 Milliarden anderen Sternen um das Zentrum unserer Heimatgalaxie. Diese hat einen Durchmesser von ungefähr 100000 Lichtjahren und unsere Sonne befindet sich mit ihren Planeten in einem Abstand von ungefähr 25000 Lichtjahren vom Zentrum entfernt, welches sie in 220 Millionen Jahren einmal umrundet. Ferner ist unsere Galaxie auch nur eine von Milliarden anderer Galaxien welche sich in Strukturen wie Haufen und Superhaufen befinden. Die Erde und alle anderen Himmelskörper, welche unsere Sonne umkreisen, haben somit immer mehr an einer ausgezeichneten Stellung im Universum verloren. Die Erde ist nicht der Mittelpunkt des Universums, vielmehr ist sie ein Teil des Himmels, durch den sie sich bewegt. Die Erde und auch wir Lebewesen auf ihr bestehen aus den „erbrüteten“ Elementen erloschener Sterne. Unser Sonnensystem und auch wir Menschen existieren somit jedoch in einer ganz bestimmten Epoche des Universums, in welcher Lebewesen und Material für Technologie über Jahrmillionen Evolution bzw. über Jahrmilliarden „Sternenstauberzeugung“ hervorgebracht wurden, sodass Menschen fragen können, wie die Planeten entstanden sind. Zu einem sehr viel früheren Zeitpunkt in der Geschichte des Universums

wäre dies noch sehr unwahrscheinlich gewesen. Wenngleich kosmologisch betrachtet das Weltall isotrop und homogen ist, also es keinen ausgezeichneten „Raum“ im All gibt, so entwickelt es sich mitsamt seinem „Inhalt“ seit dem Urknall und wir existieren zu einer ausgezeichneten Zeit, in welcher viele weitere Planeten bei anderen Sternen entdeckt werden.

Seitdem 1995 der erste extrasolare Planet (Planet im Orbit um anderen Stern) entdeckt wurde (Mayor u. a., 1995), steigt die Anzahl der entdeckten Planeten bei anderen Sternen immer stärker an (Wright u. a., 2011). Bislang (Stand 12. Januar 2014) sind 1060 „Exoplaneten“ (The Extrasolar Planets Encyclopaedia, [exoplanet.eu](http://exoplanet.eu)) gefunden worden, bzw. viele „Exoplaneten“ werden noch, insbesondere mittels der Weltraumteleskopmission Kepler, entdeckt. Aufgrund der zwei hauptsächlichen Nachweismethoden (Radialgeschwindigkeits- und Transitmethode) konnten vorwiegend sogenannte „Hot-Jupiters“ (Jupiterähnliche Gasriesen, welche ihren Stern sehr eng umkreisen) nachgewiesen werden. In den letzten Jahren wurden durch empfindlichere Messtechnik immer mehr Gesteinsplaneten bzw. sogenannte „Supererden“ entdeckt. Einige dieser extrasolaren Planeten wurden u. a. bezüglich ihrer eventuell vorhandenen Atmosphäre näher untersucht. Im Vergleich mit unserem Sonnensystem wurde zudem z. B. bei Udry u. Mayor (2002) eine erhebliche Diversität (besonders bei Abständen von Gasplaneten zum Stern, Exzentrizitäten u. a. Eigenschaften) bei diesen beobachteten Planetensystemen festgestellt.

Auf der Generalversammlung der Internationalen Astronomischen Union (IAU) im Jahre 2006 wurde eine Planetendefinition beschlossen. Diese wurde notwendig, da seit den neunziger Jahren des zwanzigsten Jahrhunderts zahlreiche Objekte (Planetoiden) jenseits von Pluto auf Bahnen um die Sonne entdeckt wurden. Als für eines von ihnen (Eris) sogar noch ein mindestens genauso großer Durchmesser, wie ihn Pluto besitzt, gemessen werden konnte, gab es die Wahl, ob unser Sonnensystem nun hunderte von Planeten besitzen sollte, oder nur acht, wenn Pluto nur einer von sogenannten Kuipergürtelobjekten ist. Es wurde sich für Letzteres entschieden. Fortan ist ein Objekt als „Planet“ definiert, wenn die folgenden Kriterien erfüllt sind:

- das Objekt muß sich auf einer Bahn um die Sonne befinden
- das Objekt muß sich im hydrostatischen Gleichgewicht befinden (eine annähernd kugelförmige Gestalt annehmen)
- das Objekt muß die Umgebung seiner Bahn von anderen Körpern bereinigt oder in Bahnresonanzen gezwungen haben

Somit gibt es in unserem Sonnensystem vier innere Gesteinsplaneten (Merkur, Venus, Erde, Mars) und vier äußere Gas- bzw. Eisriesen (Jupiter, Saturn, Uranus und Neptun), die sich in ziemlich genau einer Ebene auf elliptischen Umlaufbahnen um einen Brennpunkt, in dem die Sonne steht, bewegen. Kugelförmige Objekte im Asteroidengürtel (zwischen Mars und Jupiter), wie z. B. Ceres und im Kuipergürtel (jenseits der Neptunbahn), wie z. B. Pluto, Sedna, Eris, welche sich auch auf einer elliptischen Bahn um die Sonne befinden, jedoch ihre Umgebung nicht bereinigt haben, sind Zwergplaneten. Andere Objekte, die sich auf einer Umlaufbahn um die Sonne befinden aber auch nicht mehr unbedingt eine kugelförmige Gestalt haben, sind Asteroiden und Kometen. Die Kometen sind sehr eisreiche Objekte welche von jenseits der Neptunbahn stammen. Viele von ihnen sind nicht



periodisch wiederkehrend und entstammen der Oortschen Wolke, die noch jenseits des Kuipergürtels unser Sonnensystem wie eine Kugelschale umgibt. Objekte, welche nicht um die Sonne kreisen, sondern um die Planeten, werden Monde genannt. Zusammen mit dem interplanetaren Staub bilden all diese Objekte unser Sonnensystem, welches sich von der Sonne aus einige hundert AE ( $1 \text{ AE} = 149 \text{ Millionen km}$ ) in den Raum erstreckt.

Zurück zur Eingangsfrage. Wie oben dargestellt, ist unser Planetensystem nicht das Einzige. Wenn die Entstehung der Planeten erklärt werden soll, dann dürfen die Theorien nicht einzig die Entstehung der Komponenten und deren Eigenschaften unseres Sonnensystems beschreiben, sie müssen auch den Eigenschaften der Planeten bei anderen Sternen genügen.

Wie im nächsten Kapitel dargestellt wird, entwickeln sich Planetensysteme in ausgedehnten Gasscheiben um entstehende Sterne. In der vorliegenden Dissertation wird auf der Theorie zur Koagulation von Staub aufgebaut, um das Wachstum von „Vorläufern“ der Planeten, sogenannten Planetesimalen zu erklären. Nach dieser Theorie haften zunächst winzige Staubpartikel (kleiner als ein Mikrometer) aneinander. Mit der Zeit werden immer größere Staubagglomerate (cm-groß) durch Kollisionen aufgebaut. Diese Staubagglomerate sind die Vorläufer von Planetesimalen aus denen sich wiederum zumindest die Gesteinsplaneten, vielleicht auch die Kerne von Gasriesen entwickeln. Um das Verhalten von Staub bei Kollisionen zu verstehen, werden in der vorliegenden Arbeit Experimente im Labor vorgestellt, durchgeführt und ausgewertet. Die Ergebnisse werden mehr Zugang in das Thema der Koagulation von Staub bei verschiedenen Geschwindigkeiten, Dichten und Größen erlauben. Zudem werden auch experimentell ermittelte Werte von mechanischen Eigenschaften des verwendeten Analogstaubs präsentiert. Diese können in Simulationen als Parameter verwendet werden und die Theorie der Koagulation von Staub in protoplanetaren Scheiben stützen.



# Kapitel 2

## Entstehung von Planeten in protoplanetaren Scheiben

Modelle, welche die Entstehung der Planeten erklären, sollten unser Sonnensystem als eine Alternative zulassen, jedoch müssen nicht alle der folgenden Punkte zwangsläufig für jedes exosolare System immer gegeben sein (siehe Punkt 4), nur weil es bei unserem so beobachtet wird. Folgende Eigenschaften müssen erklärt werden können:

- die Planeten unseres Sonnensystems laufen allesamt in einer Ebene (mit kleinen Inklinationen, bis auf Merkur:  $7^\circ$ ) auf nahezu kreisförmigen (mit kleinen Exzentrizitäten, bis auf Merkur:  $0,2^\circ$ ) Bahnen gemäß den keplerschen Gesetzen im gleichen Umlaufsinn um die Sonne.
- man unterscheidet zwei Arten von Planeten: terrestrische Planeten (Gesteinsplaneten) zwischen der Sonne und der Schneegrenze sowie jovianische Planeten (Gas- bzw. Eisriesen) jenseits der Schneelinie.
- im Asteroiden- und Kuipergürtel existieren Zwerplaneten, Kometen, planetare Trümmer und natürlich Asteroiden.
- Eine hohe Diversität muss besonders bei den Parametern Exzentrizität der Planeten sowie Abstand eines jovianischen Exoplaneten („Hot Jupiters“ welche ihren Stern auf sehr nahen Umlaufbahnen umkreisen) zugelassen sein (Wright u. a., 2011).

### 2.1 Erste Erklärungen zur Entstehung des Sonnensystems

Unser heutiges Verständnis der Entstehung von Planetensystemen basiert auf der „Nebularhypothese“, die Kant (1755) und Laplace (1796) unabhängig voneinander aufstellten. Im 18. Jahrhundert war die Existenz von Nebeln im Weltall durch Kartographierungen und Katalogisierungen bereits bekannt. Nach der Theorie von Kant war die Sonne von einer Gaswolke umgeben, welche zunächst sehr langsam um die Sonne rotierte. Durch thermische Abstrahlung verlor die Wolke immer mehr Energie, sodass sie kollabierte. Die Wolke rotierte aufgrund der Drehimpulserhaltung immer schneller um die Sonne. Damit

flachte die Wolke immer mehr ab zu einer flachen Scheibe aus Gas und fester Materie. Diese feste Materie rotierte in Ringen um die Sonne und klumpete zunehmends. Einige dieser „Materieklumpen“ waren so dominant, dass sie andere Materie anzogen und zu den heutigen Planeten anwuchsen. Dieses Modell existiert in seinen groben Zügen noch heute und war seiner Zeit soweit voraus, dass Bestätigungen wie auch Modifikationen erst im 20. Jahrhundert erfolgen konnten.

Viktor Safronov nahm die Idee von Pierre-Simon Laplace auf (Safronov, 1969) und teilte die Entstehung der Planeten in Einzelschritte auf. In der ersten Phase, so postulierte er, verdichtete sich die Materie (kondensierte Metalle wie Eisen, Nickel etc. sowie kondensierte Silikatverbindungen) um die Sonne herum in einer zentralen Ringebene, der protoplanetaren Scheibe. Diese kollabierte unter ihrer eigenen Gravitation und Gravitationsinstabilitäten führten zu Materieklumpen, welche bis zu 100 Meter Durchmesser besitzen. Für die zweite Phase, welche Safronov Akkretionsphase nannte, errechnete er, dass in relativ kurzer Zeit sich die ersten Materieklumpen zu ersten größeren Vorläufern von Planeten zusammenballen. Hierbei entdeckte er folgende Gesetzmäßigkeit: je größer diese Planetenvorläufer werden, desto mehr Materie können diese ansammeln und desto schneller wachsen diese („Runaway-Prozess“). Aus anfangs sehr zahlreichen festen Objekten, sollten im inneren Sonnensystem etwa 100 Protoplaneten von der Masse des Erdmondes bis hin zur Masse des Mars übrig sein. Safronov ging zu seiner Zeit davon aus, dass beim Entstehungsprozess die zahlreichen Einschläge zu den Kratern führte, wie sie der Mond besitzt (wenngleich die Entstehungsgeschichte des Mondes eine andere ist, wie sich später herausstellte). Er sagte somit Krater auch bei anderen Planeten vorher. Als die ersten Fotos die Oberfläche des Mars zeigten und mittels Sonden (seit Mariner 4, 15.07.1965) gesendet werden konnten, hatte man auch dort viele Krater entdeckt. Daraufhin griff George Wetherill mit Simulationen die Theorie von Safronov auf und entwickelte die Akkretionstheorie weiter. Bei seinem „Planetesimalproblem“ berechnete er, dass die anfangs etwa 100 wachsenden Protoplaneten sich in ihren Umlaufbahnen mittels ihrer Gravitationskräfte stören, sich gegenseitig abdrängen und sich ihre Bahnen um die Sonne kreuzen können. Somit waren viele dieser Protoplaneten auf Kollisionskurs (Wetherill u. Inaba, 2000; Wetherill u. Stewart, 1993). Diese späte Phase des Wachstums der Planeten wird bei Chambers u. Wetherill (1998) als oligarchisches Wachstum bezeichnet. Die Protoplaneten kollidierten, zerstörten sich gegenseitig oder wurden in Richtung zur Sonne bzw. aus dem Sonnensystem hinaus beschleunigt. Wetherill folgerte, dass das innere Sonnensystem voller planetarer Trümmer gewesen sein muss, welche auf die vier übrig gebliebenen terrestrischen Planeten einschlugen. Diese letzte Phase der Akkretionstheorie wird auch durch die zahlreich auf dem Merkur vorkommenden Krater und seine konzentrischen Ringwälle im Gestein (erste Fotos gesendet durch Mariner 10, 29.03.1974) bewiesen. Es konnte auch bei einigen Meteoriten auf der Erde nachgewiesen werden, dass sie einst durch heftige Einschläge auf dem Mars von dessen Oberfläche herausgeschleudert wurden und die Erde erreicht haben (Bogard u. Johnson, 1983).

Die Akkretionstheorie kann auch die Entstehung der jovianischen Planeten erklären. Im äußeren Teil des Sonnensystems jenseits der Schneelinie ist die Temperatur niedrig genug, dass außer Metalle und Siliziumverbindungen sehr viel mehr Elemente und auch Molekülverbindungen zu Eis kondensieren. Folglich waren im äußeren Sonnensystem noch mehr feste Teilchen in Form von Eis vorhanden, um auch dort Planetesimale zu bilden.

Jene Planetesimale bauten Objekte auf, welche 5 bis 10 mal schwerer waren als die Erde. Mit ihrer damit enorm stärker vorhandenen Gravitation waren sie in der Lage auch die vorhandenen Gase zu akkretieren und zu dichten Atmosphären aufzubauen. Die Dichte der Teilchen und des Gases in einer protoplanetaren Scheibe um einen Stern wie unserer Sonne herum muss einen Mindestwert gehabt haben, sodass ein Sonnensystem wie das unsere entsteht. Um diesen Mindestwert zu berechnen, wurde das „Minimum Mass Solar Nebula“(MMSN)-Modell entwickelt, welches im nächsten Abschnitt behandelt wird.

## 2.2 Das „Minimum Mass Solar Nebula“-Modell

Wieviel Masse in einer protoplanetaren Scheibe zur Verfügung stehen muss, sodass sich ein Sonnensystem wie das unsere entwickelt, ist auch Gegenstand aktueller Forschung. Sehr häufig wird hierzu das „Minimum Mass Solar Nebula“- oder kurz MMSN-Modell (wobei es sich nicht um einen Nebel, sondern um eine protoplanetare Scheibe handelt) nach Hayashi u. a. (1985) benutzt, welches die minimale Oberflächendichte des Ausgangsmaterials (99% Gas sowie 1% Staub) angibt. Um die Oberflächendichte zu ermitteln, werden die Massen der Planeten und des Asteroidengürtels auf ihre Orbits zwischen ihren benachbarten Objekten kontinuierlich verteilt. Dies erweist sich für die Gasplaneten sowie für die Asteroiden als schwierig, da bei den Gasplaneten nicht geklärt ist, ob diese feste Kerne besitzen bzw. wie groß sie sind. Auch die Masse des Asteroidengürtels ist nicht exakt bekannt. Die Masse der Sonne wird in das MMSN-Modell auch miteinbezogen. Ab einer Entfernung von 2,7 AU von der Sonne ist die Temperatur niedrig genug sodass zusätzlich Wassereis kondensiert und zum Staubanteil aufaddiert wird. Zu dieser Massenverteilung wird die Massenverteilung des Gases addiert (mit 100 multipliziert) und es ergibt sich das Oberflächendichteprofil in Abb. 2.1. Für die Oberflächendichteverteilung des Gases  $\rho_{\text{Gas}}$  ergibt sich nach Hayashi u. a. (1985):

$$\rho_{\text{Gas}} = 1.7 \cdot 10^3 \left( \frac{a}{1 \text{ AU}} \right)^{-\frac{3}{2}} \text{ g/cm}^2 \quad \text{für} \quad 0.35 \text{ AU} < a < 36 \text{ AU} \quad (2.1)$$

Eine mögliche Migration der Planeten (Veränderung des Abstandes zur Sonne) beinhaltet dieses Modell nicht.

## 2.3 Die Phasen der Planetenentstehung

Es wird davon ausgegangen, dass Planetenentstehung mit der Entstehung von Sternen einhergeht (Boss, 2004). Jedoch unterscheiden sich die Prozesse und Mechanismen bei der Planetenentstehung von der der Sternentstehung. Wenn die Anzahl der umlaufenden Begleiter von Sternen über ihre Massen darstellt werden (siehe Abb. 2.2), so findet sich eine hohe Anzahl von Objekten bei  $1 M_{\odot}^1$  und sind dementsprechend auch Sterne. Die Objekte, welche sich bei  $0,001 M_{\odot}$  häufen sind Planeten. Objekte mit einer Masse zwischen 1% und 10% der Sonnenmasse sind selten. Im Hinblick auf diese Massenverteilung wiesen Lineweaver und Grether (Lineweaver u. Grether, 2005) darauf hin, dass Planeten und Sterne unterschiedliche Objekte mit unterschiedlicher Entstehungsgeschichte sind.

---

<sup>1</sup>  $1 M_{\odot}$  ist die Sonnenmasse. Sie hat eine Masse von  $1,989 \cdot 10^{30} \text{ kg}$

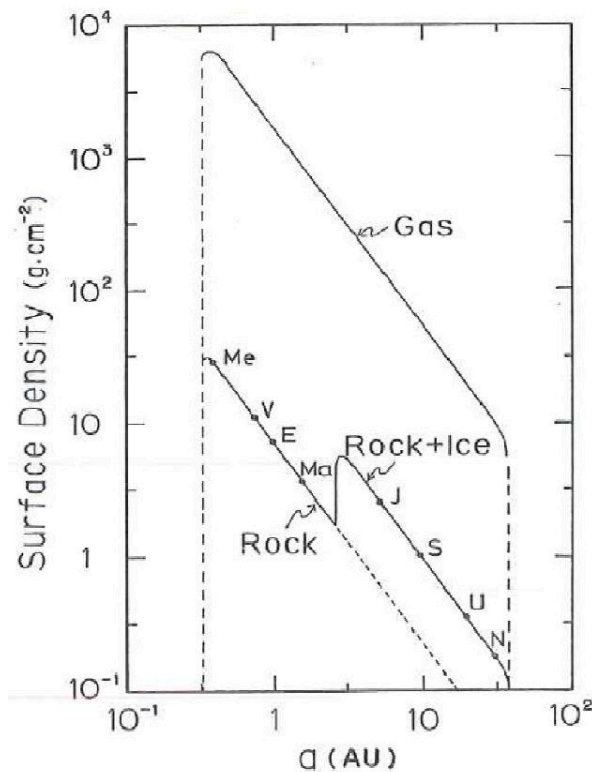
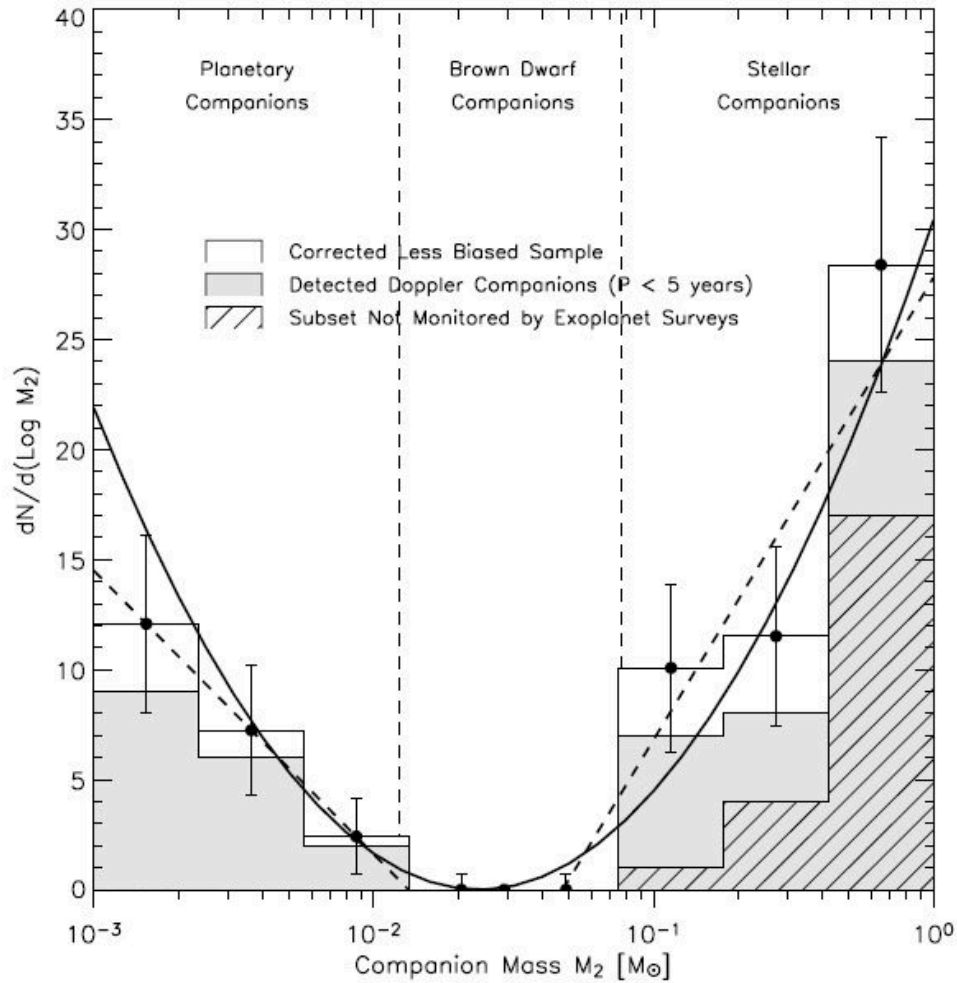


Abbildung 2.1: Oberflächendichteverteilung des festen Materials und des Gases abhängig von der Entfernung zur Sonne. Mittels Abkürzungen sind die Positionen der Planeten markiert (Hayashi u. a., 1985).

Die Gebiete in welchen Sterne entstehen sind interstellare Wolken wie der Orionnebel (M42/43) in Abb. 2.3 oder der Adlernebel (M16) (Palla u. Stahler, 1999; Sugitani u. a., 2002; Thompson u. a., 2002). Man ist bereits in der Lage, im Orionnebel etliche protoplanetare Scheiben um sehr junge Sterne herum mit dem Hubble Space Teleskop zu beobachten und abzubilden (McCaughrean u. O'dell, 1996), wie auf Abb. 2.3 zu betrachten ist. Diese staubhaltigen Strukturen heben sich vor dem diffusen Leuchten eines Gasnebels ab, wie es von einer Scheibe zu erwarten ist. Für den solaren Urnebel, aus dem unsere Sonne mit ihren Planeten entstanden ist, wird angenommen, dass dieser zu 99% aus Gas (hauptsächlich molekularer Wasserstoff und Helium) und 1% aus festem Material besteht (Hayashi u. a., 1985). Es wird angenommen, dass auch die beobachteten interstellaren Wolken dieses Verhältnis aufweisen. Alle Elemente, welche schwerer sind als Wasserstoff und Helium, wurden erst in früheren Sternenerationen erzeugt und durch AGB-Sterne und Supernovae in den interstellaren Raum abgegeben. Die Ausdehnung solcher Molekülwolken beträgt bis zu  $10 \text{ Parsec}^2$ , sie haben Massen bis zu  $10^6 M_\odot$  und besitzen eine Temperatur von nur etwa  $10 \text{ K}$  (Shu u. a., 1987). Wird das Gleichgewicht zwischen Eigengravitation und Druck gestört (z.B. eine Supernova oder hochenergetische Strahlung eines bereits vorhandenen nahestehenden Sterns), kann die Wolke kollabieren. Die Stabilität einer sphärischen Gaswolke mit der Masse  $M$ , der Temperatur  $T$ , der Teilchenzahldichte  $N$  und Radius  $R$  kann mit dem Virialsatz aus der statistischen Mechanik

<sup>2</sup>Parsec [pc] = halbe jährliche Parallaxe von 1 Bogensekunde,  $1 \text{ pc} = 30,857 \cdot 10^{12} \text{ km}$



Abbildungung 2.2: „Brown Dwarf Desert“: Anzahl der Begleiter von Sternen aufgetragen gegenüber ihrer eigenen Masse. Es sind sehr wenig bis gar keine Begleiter mit Massen im Bereich von 1% bis 10% der Sonnenmasse zu finden. (Lineweaver u. Grether, 2005)

beschrieben werden. Für abgeschlossene Vielteilchensysteme im Gleichgewicht gilt:

$$E_{kin} = -\frac{1}{2}E_{Grav} \quad (2.2)$$

Die kinetische Energie eines Wasserstoffmoleküls ( $m_H = 2,34 \cdot 1,66 \cdot 10^{-27}$  kg) in der Wolke entspricht der mittleren thermischen Energie, also  $E_{kin} = 3/2 \cdot kTM/m$  und die potentielle Energie ist die gesamte Gravitationsenergie, die hier  $E_{Grav} = -3/5 \cdot \gamma M^2/R$  entspricht. Es ist hierbei  $\gamma = 6,674 \cdot 10^{-11} m^3/kg s^2$  und  $k = 1,381 \cdot 10^{-23}$  J/K (Boltzmann-Konstante). Wenn die Wolke kontrahiert, wird die potentielle Energie zur einen Hälfte in kinetische Energie umgewandelt, die andere Hälfte muss in Strahlung umgewandelt. Kann diese Strahlung abgeführt werden und der größer werdende thermische Druck die Gravitation nicht kompensieren, kontrahiert die Wolke immer weiter. Beim fortwährenden Kollaps wird die abgestrahlte Hälfte der Gravitationsenergie im Infrarotbereich messbar. Eine

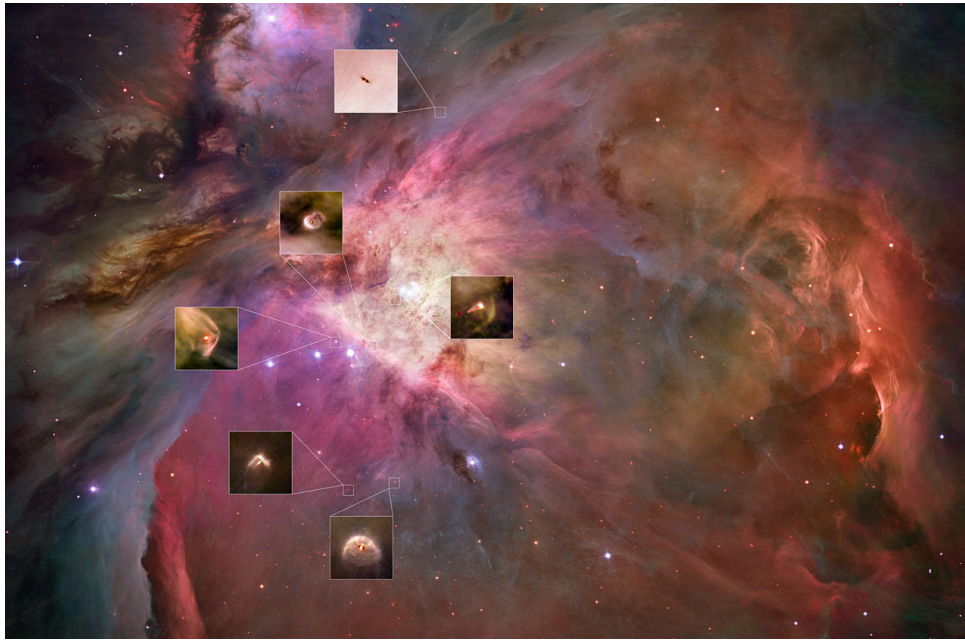


Abbildung 2.3: Der Orionnebel M42/43. Diese interstellare Gaswolke ist ein aktives Sternentstehungsgebiet. Zahlreiche Staubscheiben um neu entstandene Sterne konnten in ihm von McCaughrean u. O'dell (1996) bereits nachgewiesen werden. (NASA/ESA and L.RICCI,ESO)

große Molekülwolke fragmentiert durch Turbulenzen zumeist in viele kleinere Molekülwolken, auch Globulen genannt, (diese können oft als eingegrenzte dunkle Flecken vor dem Hintergrund eines leuchtenden Nebels beobachtet werden) aus denen wiederum die Sterne entstehen können. Der Begriff „Globule“ wurde erstmals von Bart Bok eingeführt und als sehr frühes Entwicklungsstadium der Sterne vorgeschlagen (Bok u. Reilly, 1947). Über mehrere Phasen der Kontraktion solch einer Wolke, bzw. Phasen des hydrostatischen Gleichgewichts zwischen thermischen Druck und Gravitation des Kerns einer solchen Wolke, ist ab einer bestimmten Masse  $M$  oder Teilchenzahldichte  $N$  der Molekülwolke deren Verdichtung bis zum Erreichen von Kernfusionen im Kern nicht mehr aufzuhalten. Welche Werte  $R$ ,  $T$  und  $N$  annehmen müssen, zeigt folgende Rechnung für eine konstante Dichte in der Wolke (Jeans-Kriterium):

$$\begin{aligned}
 \frac{3}{2}kT\frac{M}{m} &= \frac{3}{10}\gamma\frac{M^2}{R} & (2.3) \\
 \Rightarrow \frac{kT}{m} &= \frac{1}{5}\gamma\frac{M}{R} = \frac{4}{15}\gamma\pi R^2Nm \\
 \Rightarrow N &= \frac{\frac{15}{4}kT}{m^2\gamma\pi R^2}
 \end{aligned}$$

Typische Werte sind für  $R = 0,1 \text{ pc}$  und  $T = 10 \text{ K}$ . Daraus resultiert für die Teilchenzahldichte  $N = 1,7 \cdot 10^4 \text{ Teilchen pro cm}^3$ , die überschritten werden muss, damit die Wolke kollabiert. Aus einer großen Molekülwolke im interstellaren Raum entstehen Sterne in einer Anzahl von bis zu einigen Tausend.



Anfangs rotiert die sehr ausgedehnte Wolke oder eine Globule im Mittel nur äußerst gering. Kollabiert die Wolke, so rotiert die Wolke immer schneller um das Gravitationszentrum (Drehimpulserhaltung). Hierbei flacht die Wolke immer weiter ab, bis sich eine Scheibe aus Gas (und Staub, wo die Temperatur niedrig genug ist, sodass gasförmige Stoffe auskondensieren können) um den entstehenden Stern ausprägt, die sogenannte protoplanetare Scheibe. Diese kann einen Durchmesser von bis zu mehreren Hundert AU<sup>3</sup> (Dutrey u. a. (2007)) besitzen.

Wenn das Material einer Molekülwolke und deren Kern weiter kontrahiert und wenn die Materie optisch dicht für die eigene Strahlung der kontrahierenden Kerne wird, spricht man von der Entwicklung eines Protosterns. Finden im Kern des Protosterns bereits einfache Kernfusionen (Deuterium- oder Lithiumbrennen) statt, spricht man von einem sogenannten T-Tauri-Stern, welcher sich auf der Vorhauptreihe im Hertzsprung-Russeldiagramm (HRD) befindet. Hier kontrahiert der T-Tauri-Stern solange bis sein Kern eine Temperatur von 15 Millionen Grad erreicht. Bei einem Objekt, welches sich zu einem Stern mit einer Sonnenmasse entwickelt dauert dieses Stadium etwa 10 Millionen Jahre. Reicht die kinetische Energie der freien Protonen im Kern des entstehenden Sterns aus, um zu Heliumkernen zu fusionieren, stabilisiert sich der Stern für die längste Zeit seiner Entwicklung und befindet sich auf der Hauptreihe im HRD. Er strahlt, wenn er z.B. eine Masse von einer Sonnenmasse  $M_{\odot}$  besitzt, für etwa 10 Milliarden Jahre.

### 2.3.1 Koagulation von Staub in protoplanetaren Scheiben

Die protoplanetare Scheibe weist einen geringen Gasdruck auf, welcher nach dem MMSN-Modell bei 1 AU Abstand vom Stern etwa 1 Pa beträgt und kühlt sich durch eine geringer werdende Akkretionsrate ab (Dullemond u. a., 2006). In diesem Druckbereich findet ausschließlich Sublimation statt, und mit zunehmender Distanz zum Stern und damit (wie bei Wood (2000) dargestellt) abnehmender Temperatur in der Scheibe, kondensieren die verschiedenen Stoffe nach ihren jeweiligen Sublimationstemperaturen zu sub- $\mu\text{m}$  kleinen Staubpartikeln aus. In der protoplanetaren Scheibe ist die Art der Bewegung eines festen Partikels von seiner Ankoppelzeit an das umgebende Gas abhängig. Die Ankoppelzeit ist die charakteristische Zeitdauer nach der ein festes Teilchen einer spontanen Bewegungsänderung des Gases folgt und sich wieder mit dem Gas bewegt. Diese Ankoppelzeit hängt von dem Verhältnis Masse zu Querschnitt eines Teilchens ab. Weil das Gas durch einen Druckgradienten (bei Wood (2000) gezeigt) unterstützt wird, rotiert es langsamer als mit Keplergeschwindigkeit um den entstehenden Stern. Die anfangs sub- $\mu\text{m}$  kleinen Staubpartikel sind zunächst vollständig an das den Stern umlaufende Gas gekoppelt und zwei benachbarte Staubpartikel besitzen sehr kleine Relativgeschwindigkeiten. Ihre Bewegung ist von der Brownschen Bewegung dominiert. Kollidieren diese Partikel miteinander, so können sie durch Van-der-Waals-Kraft, Dipol-Dipol-Kräfte sowie durch Grenzflächenspannung aneinander haften und wachsen (Blum u. Wurm, 2008; Dominik u. a., 2007). Bei sehr niedrigen Geschwindigkeiten (im Bereich mm/s) wachsen die  $\mu\text{m}$ -großen Staubteilchen zu hochporösen sub-mm- bis mm-großen fraktalen Staubclustern an (Blum u. Wurm, 2000; Wurm u. Blum, 1998). Besitzen diese kleinen Agglomerate eine Größe von 100  $\mu\text{m}$ , so sedimentieren sie, wie in Abb. 2.4 dargestellt, aufgrund von Gra-

---

<sup>3</sup>1 AU ist die Astronomische Einheit. 1 AU =  $149,6 \cdot 10^6$  km

vation in Richtung der Mittelebene der protoplanetaren Scheibe (Safronov, 1969). In der Nähe vom Stern bestehen diese Staubbaggglomerate vorwiegend aus Metallen und Siliziumverbindungen. Jenseits der Schneegrenze kondensieren noch zusätzlich Wasser und

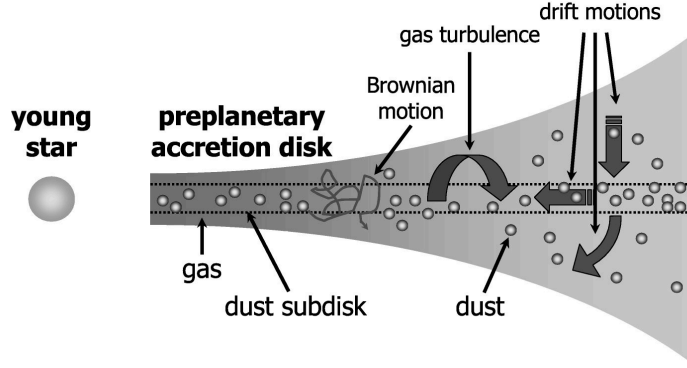


Abbildung 2.4: Skizze einer protoplanetaren Scheibe mit dargestellter Bewegung des Staubs aus Blum (2004)

organische Moleküle mit niedrigeren Sublimierungspunkten als Metalle und Silikate und es existiert im Vergleich zur inneren Scheibe sehr viel mehr Materie in Form von Eis (Jang-Condell u. Sassellov, 2004). Gewinnen die anfangs fraktalen Staubcluster an Masse und Geschwindigkeit, so besitzen sie mehr Energie, sodass sie untereinander nicht sofort am ersten Kontaktpunkt aneinander haften. Sie können über ihre Oberflächen gleiten, abrollen, usw. und somit kompaktiert werden (siehe auch in Kapitel 3.1 die Beschreibung der Kompaktierung von Staubbaggglomeraten mittels „Molecular Dynamics“). Auch wenn keine Haftung zweier stoßender Staubcluster (bei gleichgroßen Staubteilchen von mm-Größe) zustandekommt, so können sie voneinander abrallen („bouncing“) und somit auch kompaktieren und zu dichteren (jedoch immer noch hochporösen) Formen restrukturieren. Diese Staubteilchen mit dichter Struktur erfahren einen Massenzuwachs linear zu ihrer Größe und sedimentieren schneller als die fraktalen Staubcluster, welche von den dichteren Staubclustern aufgesammelt werden. Sind die Staubteilchen in die Mittelebene sedimentiert sind sie etwa cm-groß (Weidenschilling, 1984). Die Materieteilchen in einer protoplanetaren Scheibe bewegen sich mit einer bestimmten Relativgeschwindigkeit zueinander. Diese Relativgeschwindigkeit ist abhängig davon, inwieweit sich die Teilchen in ihrer Größe unterscheiden. Dies ist aus der Ankoppelzeit  $\tau$  eines Staubpartikels ersichtlich (Blum u. a., 1996). Sie ist:

$$\tau = \epsilon \frac{m}{\sigma_a \rho_g v_m} \quad (2.4)$$

Hierbei ist  $m$  die Masse und  $\sigma_a$  die geometrische Querschnittsfläche des Staubteilchens. Mit  $\rho_g$  wird die Gasdichte und mit  $v_m$  wird die mittlere thermische Geschwindigkeit der Gasmoleküle bezeichnet.  $\epsilon$  ist ein Proportionalitätsfaktor und wurde zu  $0,68 \pm 0,10$  bestimmt. Die Masse eines Teilchens (mit keiner fraktalen oder porösen Struktur) ist proportional zur dritten Potenz seines Radius. Die Querschnittsfläche ist proportional zur zweiten Potenz seines Radius. Somit ist die Ankoppelzeit proportional zum Radius des Teilchens. Je mehr das Teilchen weiter anwächst, desto mehr entkoppelt es vom Gas und wird schneller. Die Bewegung folgt immer mehr einer Keplerrotation. Diese wachsenden

Staubagglomerate bewegen sich relativ zum Gas schneller und erfahren Reibung durch das sie umgebende Gas. Die Reibung bremst die wachsenden Staubagglomerate, sie verlieren Drehimpuls und sie erfahren eine radiale, zum Stern hin gerichtete Drift. Sind die Agglomerate bereits zu mehreren 100 Meter bis Kilometer-großen Brocken angewachsen, so hat die Reibung des Gases auf diese nur noch minimale Auswirkungen. Mit dem „Minimum Mass Solar Nebula“-Modell von Weidenschilling (1977) wird für metergroße Objekte eine Geschwindigkeit von über 50 m/s berechnet, mit welcher sie radial nach innen driften. Damit wird ein metergroßes Objekt in einem Abstand von 1 AE vom Stern in nur ein paar 100 Orbits akkretiert. Diese sogenannte „Meter-Barriere“ kann nur durch rasche starke Vergrößerung und Massenzunahme der metergroßen Objekte zu kilometergroßen Planetesimale überwunden werden. Sind die festen Körper in der protoplanetaren Scheibe auf km-große Planetesimale angewachsen, so trägt die Eigengravitation dieser Planetesimale stark zum weiteren Wachstum bei. In weiteren Kollisionen wachsen wenige große Planetesimale zu 100 km - 1000 km großen „planetaren Embryos“ (der sogenannte „runaway growth“ wird bei Wetherill u. Stewart (1993) und Wetherill u. Inaba (2000) beschrieben). Chambers u. Wetherill (1998) beschreibt die Kollisionen von den „planetaren Embryos“ in der oligarchischen Wachstumsphase, die bei Kallenbach u. a. (2000) zu der Entstehung von terrestrischen Planeten führt.

Die Akkretionsrate eines T-Tauri Sterns beträgt etwa  $2 \cdot 10^{-8} M_{\odot}$  pro Jahr (Hartmann u. a., 1998). Während des Zeitraumes von 10 Millionen Jahren akkretiert somit ein T-Tauri Stern bis zu 20 % des Gases seiner protoplanetaren Scheibe (wenn  $m_{\text{PPD}} = 1 M_{\odot}$ ). Innerhalb einer Zeitspanne von 10 Millionen Jahren, nach Wyatt u. a. (2003) und Meyer u. a. (2007), erreicht ein T-Tauri Stern das stabile Stadium der Wasserstofffusion zu Helium. Die Energie der Ultraviolettstrahlung des Sterns verdampft dann das Gasmaterial in der Scheibe durch Photoevaporation (Hollenbach u. a., 1993), welches dann nicht mehr für die Bildung von Gasplaneten zur Verfügung steht. Zusammen mit stellaren Winden und anfangs noch möglichen nahen Begegnungen mit anderen Sternen in einer Sternentstehungsregion, tragen die Mechanismen der Akkretion und der Photoevaporation dazu bei, dass eine protoplanetare Scheibe ungefähr 10 Millionen Jahre existiert (Hollenbach u. a., 2000). Dieser verhältnismäßig kurze Zeitraum steht für die Entstehung der Gasplaneten und damit deren sehr massereichen Kernen, welche das Gas noch akkretieren müssen zur Verfügung.

### 2.3.2 Relativgeschwindigkeiten der Staubkörper und die Folgen der Kollisionen untereinander

Teilchen unterschiedlicher Größe besitzen eine Relativgeschwindigkeit zueinander. In dem Modell von Weidenschilling u. Cuzzi (1993) ergeben sich Relativgeschwindigkeiten zwischen 0,01 mm/s und 60 m/s. Die Relativgeschwindigkeiten, mit welcher sich 2 Staubagglomerate in einer protoplanetaren Scheibe zueinander bewegen, sind in Abb. 2.5 ersichtlich. In diesem Konturplot sind die relativen Geschwindigkeiten in Form von Isolinien (Bereiche gleicher Relativgeschwindigkeiten) dargestellt. Die Geschwindigkeiten sind in diesem Plot in [cm/s] angegeben. Auf den Achsen sind die Durchmesser der kollidierenden Staubagglomerate in Zentimetern gegeneinander aufgetragen und es lassen sich die Relativgeschwindigkeiten zu den Kombinationen zweier Staubteilchen (bis zu 100 m großen



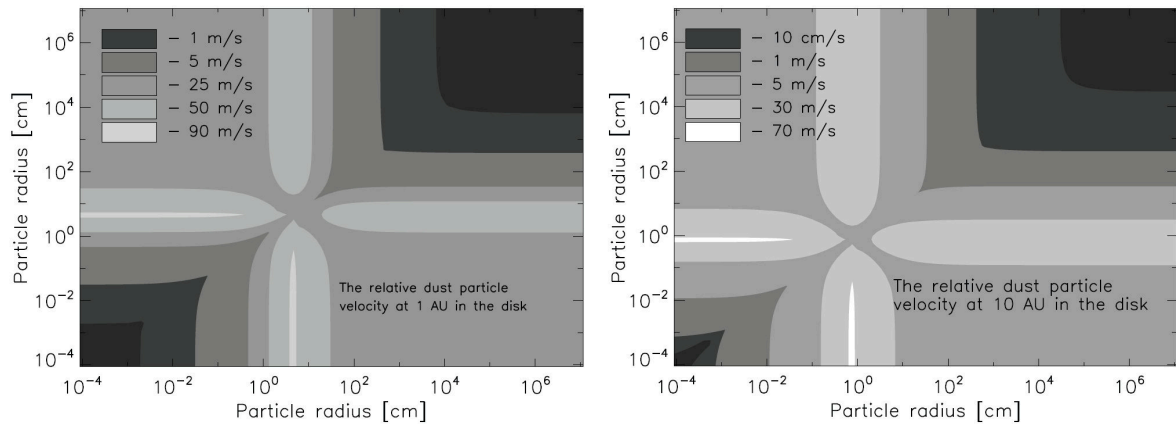


Abbildung 2.6: Modell der Relativgeschwindigkeiten von Staubagglomeraten verschiedener Größe zueinander nach Brauer u. a. (2008). Gegeneinander aufgetragen sind die Radien der kollidierenden Staubkörper in [cm]. Anhand der Konturabstufungen mit der jeweiligen Legende sind die relativen Geschwindigkeiten welche sie zueinander besitzen zu erkennen. Für dieses Modell wurde auch Turbulenz berücksichtigt. Die relativen Geschwindigkeiten der Staubkörper sind im linken Bild bei einem Abstand in der Scheibe von 1 AU und im rechten Bild von 10 AU zum Stern angegeben.

körper werden dagegen bei Weidenschilling u. Cuzzi (1993) etwas niedrigere Relativgeschwindigkeiten bis zu 60 m/s zwischen einem Meter Durchmesser großen und kleineren Staubkörpern festgestellt.

Die Stöße zweier Staubagglomerate können unterschiedliche Ergebnisse liefern. Die verschiedenen Resultate einer Kollision wurden bei Güttler u. a. (2010) in verschiedene Klassen eingeteilt. Die Resultate von Kollisionen sind in der Abb. 2.7 dargestellt. Es wird hierbei unterschieden in Kollisionen zwischen gleich großen und verschiedenen großen Agglomeraten. Die Abkürzungen S, B und F stehen für „Sticking“ (haften, Massenzuwachs), „Bouncing“ (abprallen, kein Nettozuwachs an Masse) und „Fragmentation“ (Fragmentation, Massenverlust). In dieser Arbeit werden in Kapitel 6 die Experimente zur Kollision von zentimetergroßen Staubagglomeraten erläutert und analysiert. In Kapitel 7 werden Experimente zu Kollisionen von sub-mm großen Staubteilchen erläutert und analysiert. Die Ergebnisse der in den Experimenten durchgeführten Kollisionen werden auf diese drei Ereignisse hin untersucht.

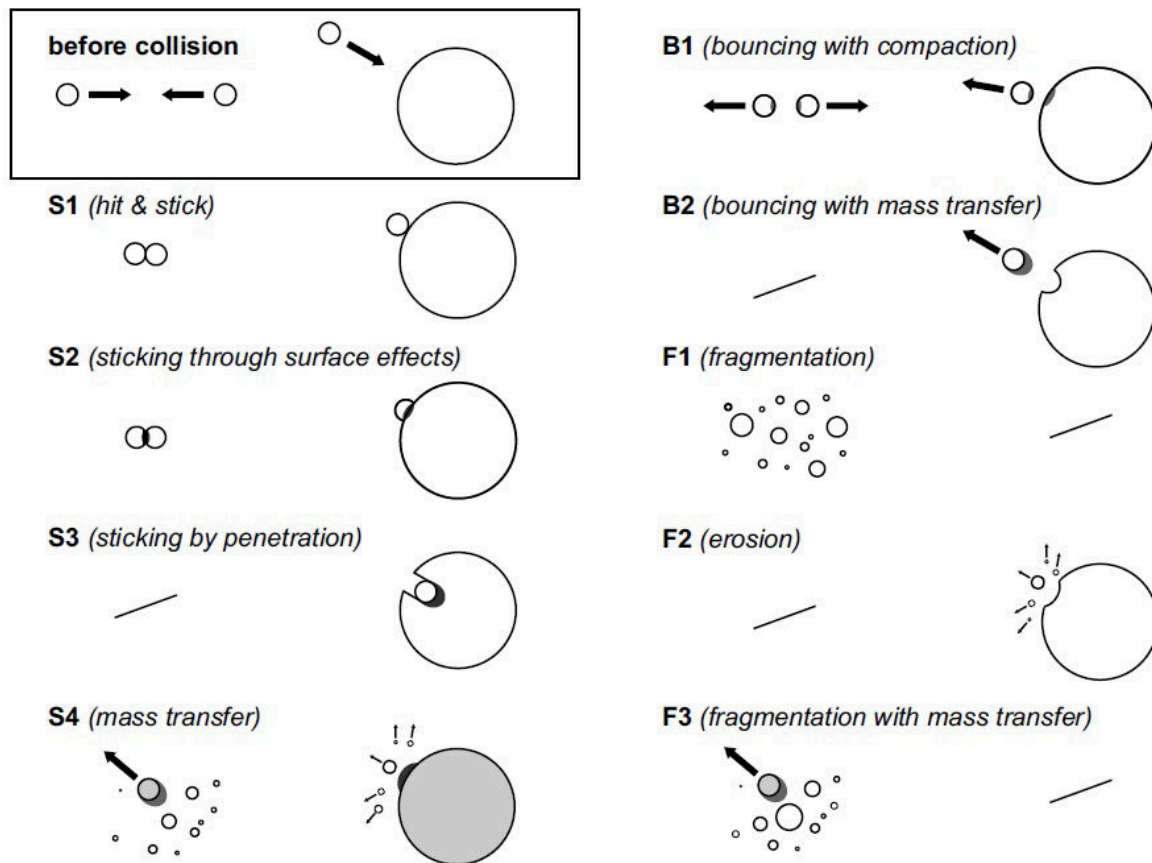


Abbildung 2.7: Fallbeispiele der möglichen Ereignisse zweier gleich großer bzw. verschieden großer kollidierender Staubteilchen. Die drei Kategorien in welche die Ereignisse eingeordnet werden, lauten Haftung (S), Abprallen (B) und Fragmentation (F). (Güttler u. a., 2010)

## Kapitel 3

# Theorien von Agglomeraten und deren Wachstum

Simulationen von Kollisionen liefern wichtige Beiträge, um Parameter oder ganze Szenarios zu ermitteln, wo Experimente zu schwierig zu realisieren sind. Sei es, weil zum Beispiel die Staubagglomerate zu groß (metergroße Staubbrocken sind schwierig zu handhaben) bzw. viel zu klein sind oder eine hohe Wiederholrate die Versuchsbedingungen erschweren. Auch die Verwendung von empfindlichem Material (wie in dieser Arbeit der verwendete Analogstaub) trägt dazu bei, dass aufwändige Apparaturen errichtet werden müssen, um Parameter wie das Schermodul von porösen Staubteilchen zu ermitteln. Häufig werden dichte Staubobjekte (welche die fraktale Wachstumsphase beendet haben), wie bei den Simulationen von Dominik u. Tielens (1997) und Seizinger u. a. (2012), kugelförmig dargestellt. Im folgenden Kapitel werden die Simulationen, bezüglich der Stabilität von Staubagglomeraten und deren Wachstum bei Stößen, näher erläutert.

### 3.1 Molecular Dynamics (MD)

Eine Möglichkeit die Entwicklung von kleinen Teilchen in protoplanetaren Scheiben zu simulieren, ist die Anwendung der sogenannten „Molecular Dynamics“ (MD). Mit Hilfe dieser Berechnung lässt sich jedes einzelne Staubmonomer in einem Agglomerat simulieren. Das Agglomerat ist hier ein  $n$ -Teilchen-System. Auch die Wechselwirkung aller einzelnen Staubmonomere untereinander, wenn zwei Staubagglomerate kollidieren, lässt sich mit dieser Methode berechnen. Aufgrund des enorm großen Rechenaufwandes ist diese Methode begrenzt auf die Simulation von sehr kleinen ( $\ll 1$  mm) Teilchen. Es seien hierzu die Arbeiten von Dominik u. Tielens (1997) und Wada u. a. (2009) genannt. Bei Dominik u. Tielens (1997) finden Untersuchungen hinsichtlich der Wechselwirkung zwischen den einzelnen Staubmonomeren und den daraus resultierenden Koagulationsprozessen bei Kollisionen statt. Die einzelnen Monomere der Staubaggregate können aneinander abrollen, gleiten und drehen. Über diese verschiedenen Formen der Deformation von Staubagglomeraten wird Energie dissipiert. Wada u. a. (2009) untersuchen in ihren durchgeführten Simulationen nicht nur Kollisionen zwischen dichteren Staubobjekten, sondern auch Kollisionen zwischen fraktal strukturierten Staubaggregaten. In der Arbeit von Seizinger u. a. (2012) wird ein Model realisiert, welches die Wechselwirkung von Staubmonomeren bei

der Kompression eines mikrometer-großen Staubagglomerats beschreibt. Neben der Haftkraft zwischen zwei Monomeren wird auch das Modell von Dominik u. Tielens (1997) benutzt, um weitere wichtige Parameter wie Roll-, Gleit- und Drehreibung einzuführen. Das Zusammenwirken der einzelnen Monomere in einem Staubagglomerat (Energiedissipation) beim Komprimieren wird sehr gut simuliert und somit können bessere Vorhersagen getroffen werden.

### 3.2 Smoothed Particle Hydrodynamics (SPH)

Die andere Möglichkeit Staubteilchen in protoplanetaren Scheiben zu simulieren, ist das numerische Verfahren der „Smoothed Particle Hydrodynamics“ (SPH). Hiermit werden allen voran Gasströmungen simuliert und es wurde anfangs rein für Lösungen in der Astrophysik entwickelt. Bei der Anwendung des SPH-Codes können im Allgemeinen ganze makroskopische Objekte, hier Staubagglomerate, mitsamt ihren Eigenschaften wie Masse, Dichte, Druck u.s.w. beschrieben werden. Auch hier sei für nähere Erläuterung dieser Methode auf die Arbeiten von Benz u. Asphaug (1999); Schäfer u. a. (2007); Sirono (2004) verwiesen. Vorteilhaft bei dieser Methode ist, dass Einblicke in ganze Koagulationsmodelle gewonnen werden können. Weitere Eigenschaften, wie die Kompressions- oder Druckfestigkeit, die Zugfestigkeit oder der Elastizitätsmodul ergänzen die Modelle bei Geretschauser u. a. (2011a), um mittels des SPH-Codes, Kollisionen von Staubagglomeraten zu simulieren. Somit können größere Staubkörper als elastisches Medium verwendet werden. Hierzu ist die Ermittlung von experimentellen Daten bezüglich der genannten mechanischen Eigenschaften essentiell, werden diese doch als Vorgabe für die Simulation benötigt. Die Ermittlung der mechanischen Eigenschaften ist ein Teil dieser Arbeit und diese wird in Kapitel 6 dargestellt.

### 3.3 Theorien zum Wachstum von Staubagglomeraten

Um die Bildung der Vorläufer der Planeten, der Planetesimale, zu erklären, existieren 2 verschiedene Theorien. Die erste ist das Anwachsen von zunächst  $\mu\text{m}$ -kleinen Staubpartikeln (außerhalb der Frostgrenze auch Eispartikel) zu km-großen Gesteins- und Metallbrocken (außerhalb der Frostgrenze auch Eisbrocken) ausschließlich durch Koagulation und Akkretion. Diese Koagulation muss, wie in Kapitel 2.3.1 beschrieben, schnell und sehr effektiv geschehen, damit die sogenannte „Meter-Barriere“ überwunden werden kann. Sehr viele Planetesimale, auf welche die Reibung des Gases keinen nennenswerten Einfluss hat, müssen entstehen, damit sich aus Ihnen wiederum die terrestrischen Planeten und auch die massereichen Kerne der jovianischen Planeten bilden können. Die zahlreiche Entstehung dieser Planetesimale ist bei dem Modell der Koagulation somit sehr entscheidend und noch nicht umfassend geklärt.

Ein Modell von Windmark u. a. (2012) zum Wachstum durch Koagulation von anfangs millimetergroßen Teilchen hin zu 100 m großen Gesteinsbrocken innerhalb von  $10^6$  Jahren, wird hier dargestellt. Dazu wurden durch numerische Simulationen die Folgen der Kollisionen zwischen jeweiligen Paaren von Staubagglomeraten in einem Diagramm



(Abb. 3.1) berechnet und benutzt. In diesem Diagramm ist für unterschiedliche Paarungen von kollidierenden Staubagglomeraten verschiedener Größe (mit einer entsprechenden relativen Geschwindigkeit) das jeweilige Ergebnis der Kollision eingezeichnet. Solange die

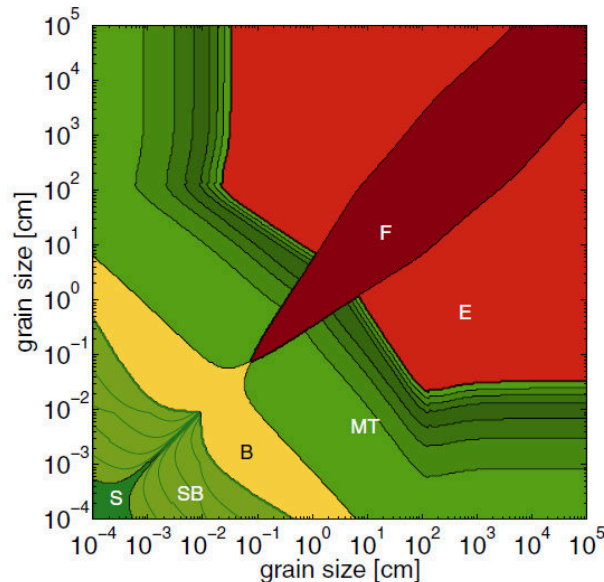


Abbildung 3.1: Die Folgen von Kollisionen zwischen Staubagglomeraten mit entsprechenden Größen bei Windmark u. a. (2012). Die Bezeichnungen S, B, SB, MT, F und E stehen für Haftung, Abprallen, Haftung und Abprallen, Massentransfer, Fragmentation und Erosion.

Staubteilchen klein sind (einige  $\mu\text{m}$ ) und auch annähernd gleiche Größe haben, haften (S) sie aneinander. Besitzen sie eine Größe von etwa 0,1 mm, so ist die sogenannte „Bouncing-Barriere“ erreicht und die kollidierenden Teilchen prallen voneinander ab. Das Wachstum der Teilchen ist vorerst gestoppt. Der Bereich der „Bouncing-Barriere“ wurde von Zsom u. a. (2010) eingeführt. Treffen zwei gleich große Staubagglomerate ab einem Millimeter Größe aufeinander, so führt dies zu Fragmentation F. Besitzen jedoch die kollidierenden Agglomerate unterschiedliche Größen so kann bei passendem Größenverhältnis ein Massentransfer (MT) auf das größere der beiden Agglomerate stattfinden. Ein Massenübertrag findet beispielsweise bei einer Kollision von einem 10 cm großen Objekt mit allen Objekten statt, welche kleiner sind als 1 cm. Überwinden in dem Simulationsmodell nur einige, wenige Staubteilchen die „Bouncing-Barriere“ und wachsen auf einige Millimeter an, so stehen ihnen als Kollisionspartner fast ausschließlich Teilchen kleiner als 0,1 mm zur Verfügung. Somit können diese wenigen, größeren Teilchen an Masse dazugewinnen. Kollidieren doch zwei annähernd gleich groß angewachsene Agglomerate miteinander, so fragmentieren diese zwar, die Fragmente werden jedoch auch wieder von inzwischen noch größer angewachsenen Agglomeraten aufgesammelt. Auch die sehr zahlreichen, teils sehr kleinen Fragmente, welche bei den Kollisionen mit Massenübertrag entstehen, werden mit großer Wahrscheinlichkeit wieder mit größeren Staubagglomeraten zusammenstoßen und zum Wachstum von bis zu 100 m großen Brocken beitragen. Verdeutlicht wird dies in Abb. 3.2 von Windmark u. a. (2012). In dieser Bilderfolge wird vor dem Hintergrund des Diagramms aus Abb. 3.1 die Verteilung der Kollisionsfrequenz von Staubagglomera-

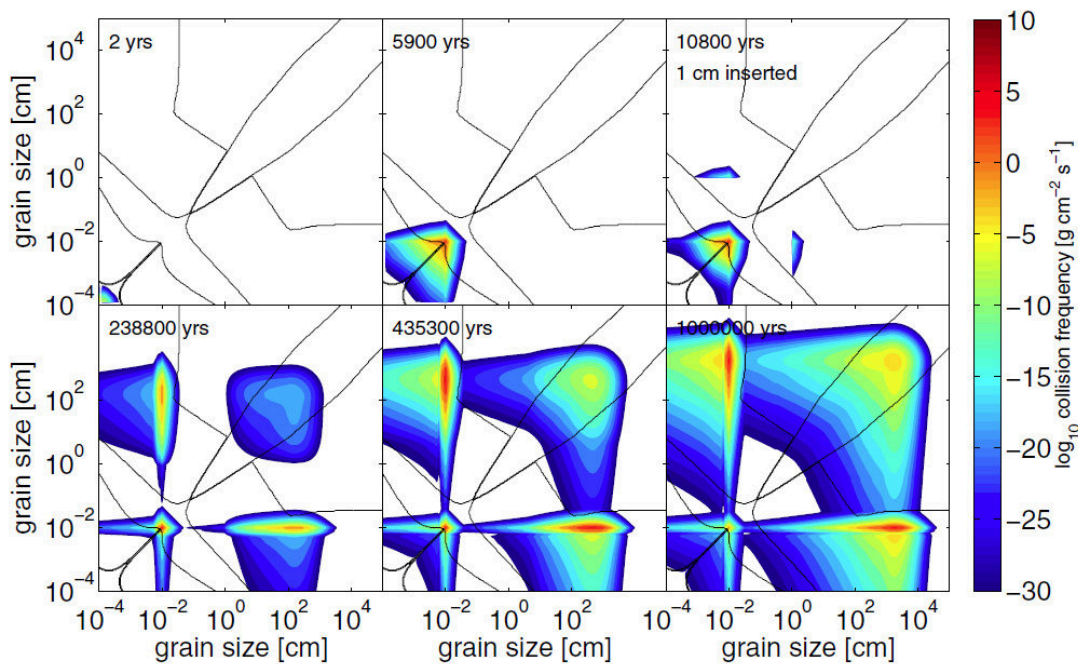


Abbildung 3.2: Die Verteilung der Kollisionsfrequenz der Staubagglomerate ist im Diagramm von Abb. 3.1 verdeutlicht. Innerhalb der ersten  $10^5$  Jahre wachsen die Teilchen auf eine Größe von 0,1 mm an. Werden zu einem Zeitpunkt  $t = 10800$  Jahre wenige zusätzliche cm-große Staubagglomerate dem Szenario hinzugefügt, so findet für die nächsten  $10^6$  Jahre ein deutliches Wachstum der Teilchen hin zu metergroßen Agglomeraten statt, welche besonders häufig mit einigen  $100 \mu\text{m}$  kleinen Teilchen kollidieren. Aus Windmark u. a. (2012).

ten dargestellt. Bis zu einem Zeitpunkt  $t = 10800$  Jahre wachsen die Teilchen von der Größe im Mikrometerbereich hin zum submm-Bereich an und erreichen die „Bouncing-Barriere“. Es werden wenige zentimetergroße Teilchen in die Simulation eingebracht. Die Kollisionen mit ausschließlich kleineren Teilchen tragen zu einem Wachstum der zentimetergroßen Teilchen bei. Nach  $10^6$  Jahren sind metergroße Staubbrocken entstanden, welche besonders häufig mit einigen  $100 \mu\text{m}$  kleinen Teilchen kollidieren. Das Vorhandensein einer „Bouncing-Barriere“ ist in dieser Simulation für das Wachstum von Staubpartikeln hin zu 100 m-großen Brocken sehr wichtig, da diese verhindert, dass sich zu viele Teilchen in ihrer Größe weiterentwickeln und damit zu viele Teilchen gleicher Größe in fragmentierenden Kollisionen ausschließlich fragmentieren.

Bei diesem Simulationsmodell wird angenommen, dass die kollidierenden Staubagglomerate an der „Bouncing-Barriere“ kompaktiert werden. Während der Kompaktierungsphase an der „Bouncing-Barriere“ können daher Staubteilchen unterschiedlicher Porosität bzw. im Volumenfüllfaktor (die Dichte des Agglomerats in Bezug auf die tatsächliche Dichte des festen Materials; wird in Kapitel 4 erläutert) miteinander kollidieren. Der Einfluss eines Unterschiedes in der Porosität von größeren Teilchen (welche die „Bouncing-Barriere“ erreicht haben) wird bei dieser Simulation, innerhalb eines neuen Massentransfer- und Kratermodells, als neuer Parameter eingefügt. In dieser Arbeit wird in Kapitel 5 der

Einfluss von Dichteunterschieden bei kollidierenden cm-großen Staubagglomeraten in Experimenten überprüft. Die hierbei gewonnenen Ergebnisse liefern einen Beitrag zu einer vollständigeren Beschreibung des Massentransfermodells für das oben beschriebene Simulationsmodell. Ein weiterer sehr wichtiger Teil der vorliegenden Arbeit ist die experimentelle Bestätigung des Wachstums von zentimeter- bis metergroßen Staubagglomeraten, wenn diese mit Teilchen kollidieren, die nur wenige Mikrometer klein sind. Nach Weidenschilling u. Cuzzi (1993) kollidieren diese mit Geschwindigkeiten von bis zu 60 m/s. Die Experimente hierzu, sowie deren Analyse sind in Kapitel 7 dargestellt. Mehr Einblicke in die Phase der Planetenentstehung durch die Akkretion von Staub durch Kollisionen werden in der vorliegenden Arbeit gewonnen.

Die zweite Theorie, welche ein schnelles Wachstum von Staubteilchen zu Planetesimalen erklären kann, ist die der Bildung von Gravitationsinstabilitäten. Diese Theorie geht zurück auf Safronov (1969) sowie Goldreich u. Ward (1973). Bei diesem Modell besitzt die Mittelebene der protoplanetaren Scheibe ein hohes Staub-zu-Gas-Verhältnis und die Gravitation zwischen den Staubteilchen führt zu Gravitationsinstabilitäten. In diesen Instabilitäten kollabiert das enthaltene Material sehr schnell und es entstehen Planetesimale. Inwieweit Turbulenzen, ausgelöst durch Scherung mit darüberliegenden weniger dichten Schichten der Scheibe, die Bildung einer ausreichenden Teilchendichte (Staub bzw. Staub und Eis) in einer Mittelebene verhindert oder fördert ist umstritten. Bei Weidenschilling u. Cuzzi (1993) sowie bei Schräpler u. Henning (2004) wird darauf hingewiesen, dass die Scherung der Schichten innerhalb einer protoplanetaren Scheibe Turbulenzen erzeugt, welche ein ausreichend hohes Staub-zu-Gas-Verhältnis verhindern, um Gravitationsinstabilitäten zu generieren. Zu den Mechanismen, welche zu höheren Staub-zu-Gas-Verhältnissen in Teilen der protoplanetaren Scheibe führen, gehören die Kelvin-Helmholtz-Instabilitäten, Magnetorotations-Turbulenzen und Strömungsinstabilitäten. Die Kelvin-Helmholtz-Instabilitäten werden bei Johansen u. a. (2006a) vorgeschlagen und entstehen auch durch Scherkräfte zwischen übereinanderliegenden Schichten von Fluiden, oder hier, Gasen. Diese Instabilitäten führen zu Wirbeln, welche den Staub lokal einfangen, sammeln und somit, lokale und hohe Staubbichten produzieren. Das Modell der Magnetorotations-Turbulenzen wird bei Johansen u. a. (2006b) herangezogen, um Wirbel, welche wiederum zu lokalen, genügend hohen Staubbichten führen, zu erzeugen. Die Turbulenzen entstehen hierbei durch teilweise ionisiertes Gas, das magnetisiert wird und so unterschiedliche Geschwindigkeiten bezüglich des Abstandes vom Stern besitzt. Die Entstehung von erhöhten Staub-zu-Gas-Verhältnissen durch Strömungsinstabilitäten werden in den Arbeiten von Johansen u. a. (2007) und Youdin u. Goodman (2005) dargestellt. Bei diesem Mechanismus werden bei der Reibung der festen Teilchen am Gas nicht nur die festen Teilchen abgebremst, sondern auch die umgebenden Gasteilchen beschleunigt. Nachfolgende feste Teilchen welche weniger abgebremst werden, können sich dann hinter den stärker abgebremsten Teilchen ansammeln. Eine solch erhöhtes Staubvorkommen kann dann somit zu den Gravitationsinstabilitäten führen.



# Kapitel 4

## Der Staub

In diesem Kapitel wird auf die Beschaffenheit des in den Experimenten verwendeten Staubs eingegangen.

### 4.1 Staub als granulares Medium

Staub gehört mit Materialien wie sandige, pulver/puder-artige Medien oder auch Geröll, zur sogenannten granularen Materie. Ein anderer geläufiger Begriff ist der des Schüttguts. Klassifiziert wird das Schüttgut nach seiner Korngröße in die Großgruppen Steine, Kies, Sand, Schluff und Ton. Granulare Materie zeigt in Experimenten ihre Eigenschaften als unvollkommener Festkörper (Tomas, 2002). Sie zeigt zum einen Eigenschaften wie sie eine Flüssigkeit besitzt, zum anderen verhält sie sich aber auch wie ein Festkörper. Ein granulares Medium kann auch, wie ein Gas verdichtet werden (Tomas, 2002). Die Mechanik von granularer Materie hängt besonders von der Vorbehandlung ab, wie es in Abb. 4.1 verdeutlicht ist. Der dort dargestellte Neigungsversuch mit einem Festkörper, einer Flüssigkeit, einem Gas und einem Schüttgut zeigt, dass ein granulares Medium in einem Behälter nicht unbedingt wieder in seine ursprüngliche Form zurückgeführt werden kann, nachdem der Behälter gekippt wurde. Das Fließverhalten oder auch die Zugfestigkeit in Bezug auf eine Vorverdichtung des Staubs sind Themen, welche in Kapitel 5 behandelt werden. Dass der Staub als granulares Medium „kein fertiger“ Festkörper ist, zeigt sich auch in den Messungen der Schallgeschwindigkeit im genannten Kapitel.

Die Kohäsionskräfte, welche zwischen den Bestandteilen granularer Materie wirken sind Oberflächenkräfte wie die Van-der-Waals-Kräfte (Heim u. a., 1999). Somit können  $\mu\text{m}$  kleine Staubkörner in einer protoplanetaren Scheibe, nachdem sie sich in Stößen berühren, in Form von  $\mu\text{m}$ - bis mm-großen Zusammenballungen vorkommen.

Eigenschaften der granularen Materie, wie z. B. der Paranuss-Effekt (granulare Materie mit kleinen Korngrößen setzt sich unter Schwerkrafteinfluss unter die Schichten mit größeren Korngrößen), werden in Experimenten (Güttler u. a. (2013)) untersucht. Theoretisch hinlänglich verstanden und erklärt sind die Phänomene, welche granulare Materie zeigt, hingegen noch nicht. Die granulare Materie und ihr mechanisches Verhalten kann mit der Theorie poröser Medien, welche eine kontinuumsmechanische Theorie ist, beschrieben werden (Ehlers, 1996). In dieser Theorie werden poröse Festkörper und deren Deformationen beschrieben. Auf diese Theorie wird hier nicht näher eingegangen. Klei-

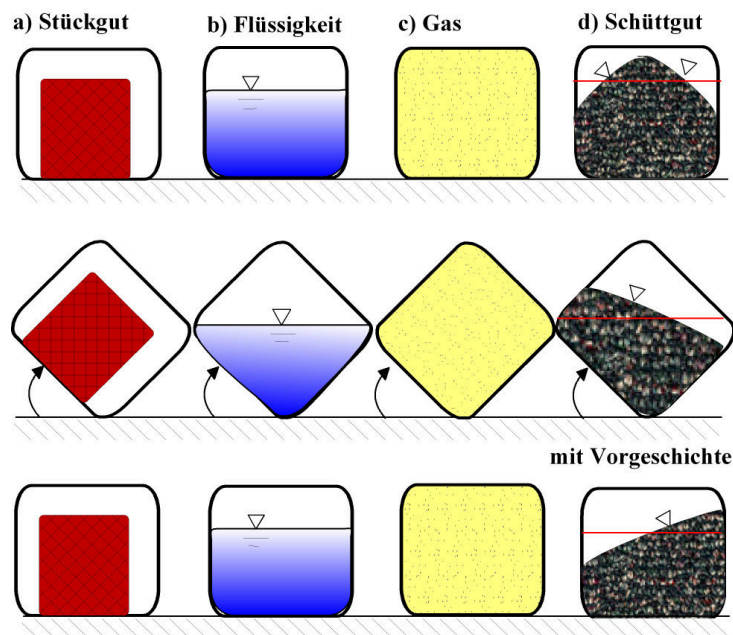


Abbildung 4.1: Neigungsversuch eines Behälters: Wenn der Behälter mit Schüttgut geneigt und wieder zurückbewegt wird, wird sich eine andere Oberfläche des Schüttguts bilden, im Gegensatz zu den drei klassischen Materieformen fest, flüssig und gasförmig (Tomas, 2002).

neren Einheiten solch eines Festkörpers besitzen einen Volumenanteil (Volumenfüllfaktor, näheres in Abschnitt 4.2).

## 4.2 Probenaufbereitung

Für die an der Universität Duisburg-Essen durchgeführten und hier dargestellten Experimente wurde polydisperser Analogstaub der Firma Sigma-Aldrich verwendet. Dieser Staub besteht aus Quarz ( $\text{SiO}_2$ ).  $\text{SiO}_2$  ist nicht magnetisch, im Allgemeinen ungeladen und fügt sich durch Oberflächenkräfte, bekannt als Van-der-Waals-Kräfte, zu größeren makroskopischen Körpern zusammen (Heim u. a., 1999).

Wird das Vorkommen der Elemente im Sonnensystem als relative Häufigkeit gegenüber deren Massenzahl  $A$  aufgetragen (Abb. 4.2), so lässt sich erkennen, dass außer den Gasen Wasserstoff  $\text{H}$  und Helium  $\text{He}$ , die Elemente Kohlenstoff  $\text{C}$ , Sauerstoff  $\text{O}$ , Magnesium  $\text{Mg}$ , Silizium  $\text{Si}$  und Eisen  $\text{Fe}$  häufiger vertreten sind als andere Elemente. Es wird angenommen, dass diese Verteilung an Elementen nicht ausschließlich für unser Sonnensystem gilt, sondern auch für jede protoplanetare Scheibe, aus welcher Planeten entstehen. In einer protoplanetaren Scheibe sind zu einem großen Anteil die Elemente  $\text{Fe}$ ,  $\text{C}$  und  $\text{Si}$ , abhängig von ihrer Sublimationsgrenztemperatur (und damit vom Abstand zu ihrem Stern), als Kondensate vorhanden. Für Untersuchungen von Kollisionen makroskopischer Körper im Labor eignen sich daher Silikate ( $\text{Si-O}$ -Verbindungen).

Die Monomere (die kleinsten Bestandteile des Staubs) des verwendeten Analogstaubs sind irregulär geformt und besitzen Größen zwischen  $0,1 \mu\text{m}$  und  $10 \mu\text{m}$ , wobei 80 % eine

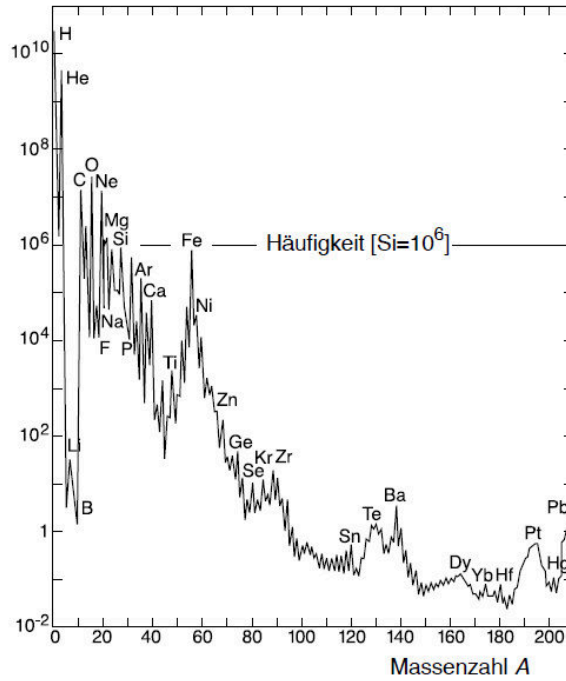


Abbildung 4.2: Das relative Elementvorkommen in der Sonne bzw. im Sonnensystem bezogen auf ein Vorkommen von  $10^6$  Atome Silizium (Povh u. a., 2009).

Größe zwischen  $1\text{ }\mu\text{m}$  und  $5\text{ }\mu\text{m}$  besitzen. In mehreren Experimenten ist dieser Staub bereits erfolgreich verwendet worden (Blum u. a. (2006), Wurm u. a. (2005a), Teiser u. Wurm (2009a)), um Agglomeration von Staubaggregaten in protoplanetaren Scheiben bei Kollisionen zu untersuchen.

In der vorliegenden Arbeit findet der Begriff der Porosität bzw. des Füllfaktors häufige Verwendung. Der Füllfaktor eines Agglomerats ist die Dichte des Agglomerats in Bezug auf die tatsächliche Dichte des verwendeten festen Materials. Der Füllfaktor  $\Phi$  ist also gegeben durch:

$$\Phi = \frac{\rho_{\text{total}}}{\rho_{\text{fest}}}, \quad (4.1)$$

wobei  $\rho_{\text{total}}$  die gemessene Dichte eines porösen Materials einer bestimmten Masse  $m$  ist und  $\rho_{\text{fest}}$  der Dichte des festen verwendeten Materials derselben Masse  $m$  entspricht. Damit ist:

$$\Phi = \frac{\rho_{\text{total}}}{\rho_{\text{fest}}} = \frac{m/V_{\text{total}}}{m/V_{\text{fest}}} = \frac{V_{\text{fest}}}{V_{\text{total}}}, \quad (4.2)$$

Der Füllfaktor ist das mit Material ausgefüllte Volumen in Relation zum Gesamtvolumen des jeweiligen Körpers. Die Porosität  $\Theta$  kennzeichnet den unausgefüllten Raum innerhalb einer Materieansammlung und ist komplementär zum Füllfaktor:

$$\Theta = 1 - \Phi \quad (4.3)$$

Bei der Berechnung der Füllfaktoren der hier verwendeten Staubagglomerate, wurde für die Dichte der Staubkörner die Dichte von Quarzkristallen stets gerundet mit  $\rho = 2,6\text{ g/cm}^3$  (aus Kurtz u. a. (2010)) verwendet.



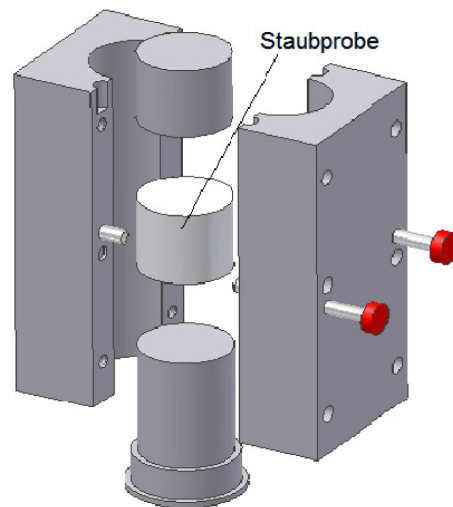


Abbildung 4.3: Das Staubpulver wird in einen zylinderförmigen  $\varnothing = 3$  cm Hohlraum gefüllt und mit unterschiedlich starkem Druck auf verschiedene Füllfaktoren bzw. Dichten gepresst.

Für die Durchführung der Experimente, welche in Kapitel 5 und 6 beschrieben und analysiert werden, werden zylinderförmige Staubagglomerate mit verschiedenen Füllfaktoren benötigt und untersucht. Diese Agglomerate werden mit Hilfe einer Pressvorrichtung (siehe Abb. 4.3) hergestellt. Der zylinderförmige Hohlraum wird mit Staubpulver einer bestimmten Masse  $m$  befüllt. Es können Staubzylinder mit einem Durchmesser von 3 cm, mit variabler Länge (einige Zentimeter) und mit Füllfaktoren zwischen 0,24 bis 0,51 produziert werden. Es muss genau darauf geachtet werden, dass beim Pressen des Staubes die Bolzen auf und unter der Probe nicht verkanten oder die Bolzen zusammen mit dem Rahmen der Vorrichtung keine Bruchstellen innerhalb der gepressten Staubzylinder durch Scherung erzeugen.



# Kapitel 5

## Kollisionen von cm-großen Staubagglomeraten

Um die Entstehung von Planetesimalen durch Stoßprozesse kleinerer Staubaggregate erklären zu können, werden Kollisionen von cm-großen Staubzylindern bewerkstelligt. Es wird Wachstum bei verschiedenen Kollisionsgeschwindigkeiten und verschiedenen Volumenfüllfaktoren beobachtet.

### 5.1 Experimentaufbau

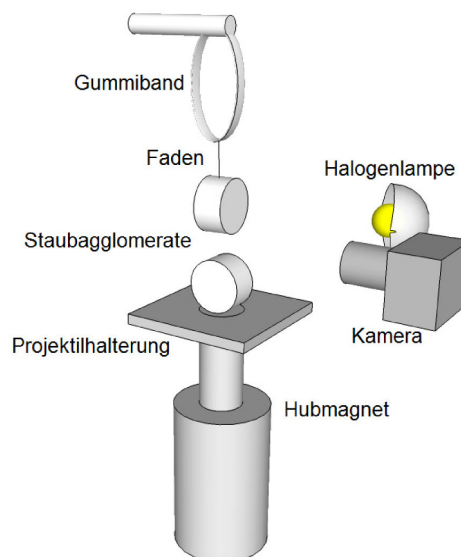


Abbildung 5.1: Skizze vom Experimentaufbau, um einen Staubzylinder gegen ein frei hängenden Staubzylinder stoßen zu lassen. Die Agglomerate wurden vorher gewogen und vermessen. Die Stöße wurden mit einer Hochgeschwindigkeitskamera festgehalten (Beitz u. a., 2011).

Zunächst werden für jeden Versuchsdurchlauf zwei Staubagglomerate in einer zylindrischen Form gepresst. In eine der beiden Staubagglomerate wird ein Stück eines Fadens mit verarbeitet, sodass dieser seitlich aus diesem Zylinder herausragt. Damit der

Faden nicht herausrutscht, wenn später der Staubzylinder an ein Gummiband hängend befestigt wird, weist dieser Staubzylinder stets einen hohen Füllfaktor von  $\phi = 0,480 \pm 0,006$  auf. Der Volumenfüllfaktor des jeweils zweiten Staubagglomerats variiert zwischen  $\phi = 0,351$  und  $\phi = 0,451$ . Die beiden Zylinder weisen dieselbe Masse von  $13,02 \pm 0,25$  g auf. Zum einen werden die Massen der beiden kollidierenden Staubzylinder stets konstant gehalten, da die Kollisionsenergie dieser Agglomerate dann ausschließlich von ihren Geschwindigkeiten abhängig ist. Unterschiedliche Massen der Agglomerate würden ansonsten zu „verfälschten“ Kollisionsenergien führen. Die Ergebnisse bezüglich Fragmentation, Abprallen oder Wachstum, gerade bei unterschiedlichen Volumenfüllfaktoren der Agglomerate, wären dann schwerer zu beurteilen. Daneben hat die Verwendung gleicher Massen in Kollisionen zum Vorteil, dass die Sätze der Energieerhaltung und Impulserhaltung sich sehr vereinfachen. In eine Vakuumkammer wird folgender Aufbau (Abb. 5.1) implementiert: Auf einer Plattform, welche mit einem Hubmagneten nach oben beschleunigt werden kann, befindet sich das Agglomerat höherer Porosität. Darüber wird stets das stabilere ( $\phi = 0,480$ ) Agglomerat an ein Gummiband frei hängend befestigt. Die Zylinder werden jeweils um  $90^\circ$  gegeneinander positioniert, sodass sie sich beim Aufprall zunächst mit möglichst kleiner Fläche berühren (im Idealfall in nur einem Punkt, genauso, wie bei der Berührung von zwei Kugeln). Die Beschleunigung des Hubmagneten und damit die Kollisionsgeschwindigkeit des Staubprojektils kann mit der angelegten Spannung an dem Hubmagneten beeinflusst werden. Die Kammer wird auf einen Druck von  $\sim 0,1$  Pa evakuiert um störende Effekte des Gases während der Kollision zu minimieren (siehe Kapitel 2.3.1). Die Plattform wird vertikal nach oben beschleunigt und die Kollisionen werden mit der Hochgeschwindigkeitskamera Mikrotron MC1310 mit einer Bilddrate von 500 Bildern pro Sekunde aufgezeichnet. Nach der Kollision wird das obere Agglomerat vorsichtig vom Gummiband abgeschnitten und es wird erneut seine Masse bestimmt. Mittels der Bilder der Videos und des Bildverarbeitungsprogramms ImageJ können die Kollisionsgeschwindigkeiten der Zylinder bestimmt werden.

## 5.2 Ergebnisse

Der Verlauf einer typischen Kollision, welcher mit der Hochgeschwindigkeitskamera aufgenommen wurde, ist in Abb. 5.2 dargestellt. Bei allen Kollisionen wird eine Fragmentation mit Massenübertrag beobachtet. Dies entspricht nach der Einteilung im Bild 2.7 nach Güttler u. a. (2010) dem Typ F3. Der obere, hängende und stabilere Staubzylinder gewinnt durch die Kollision in jedem der durchgeführten Stöße an Masse, während der weniger dichte Staubzylinder bei der Kollision stets fragmentiert. Die hinzugewonnene Staubmasse besitzt die Form eines Kegels oder Dachs, welche immer unten an der Mantelfläche des oberen Staubzylinders kleben bleibt. Der Massenzuwachs in Relation zur Projektilmasse (13 g) am kompakteren Agglomerat kann bestimmt werden und er wird im folgenden als Akkretionseffizienz dargestellt. Im Hinblick auf den Massenzuwachs werden nun folgende Parameter untersucht:

1. Die Kollisionsgeschwindigkeit wird ( $0,5 \frac{\text{m}}{\text{s}} < v < 1,4 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ ) variiert, während der Unterschied des Füllfaktors beider Agglomerate bei  $\Delta\phi = (0,091 \pm 0,014)$  konstant ist.

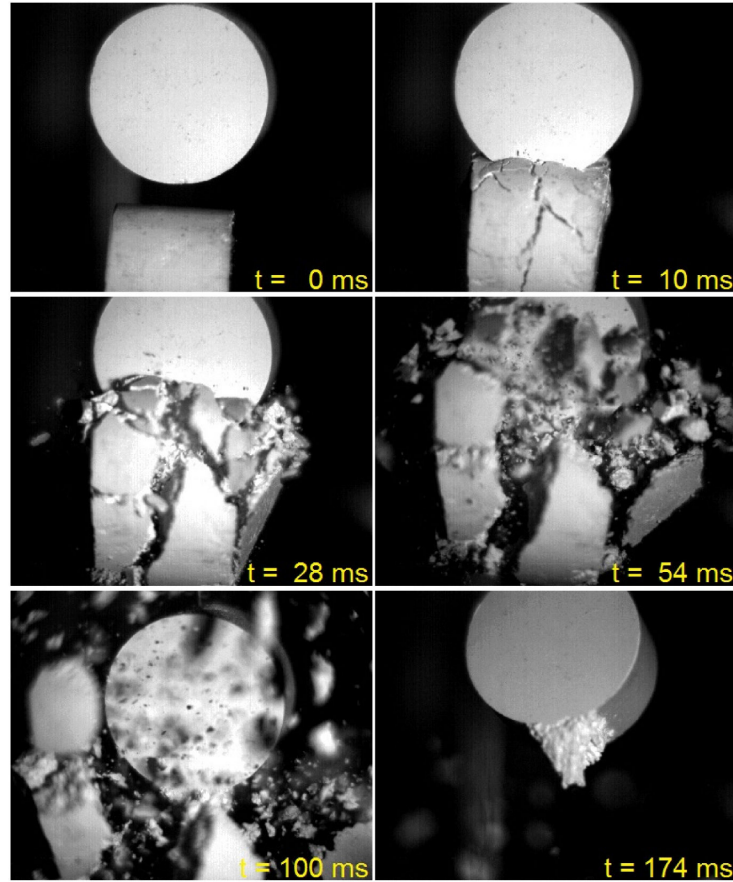


Abbildung 5.2: Einzelbilder einer Videosequenz, welche eine typische Kollision zweier Staubagglomerate unterschiedlicher Porosität zu unterschiedlichen Zeitpunkten  $t$  in [ms] zeigt. Die Kollisionsgeschwindigkeit betrug hier ungefähr  $1 \frac{\text{m}}{\text{s}}$  (Beitz u. a., 2011).

2. Der Unterschied des Füllfaktors beider Agglomerate wird ( $0,03 < \Delta\phi < 0,13$ ) variiert, während die Kollisionsgeschwindigkeit bei  $v = (0,93 \pm 0,08) \frac{\text{m}}{\text{s}}$  konstant gehalten wird.

Die Akkretionseffizienz wird in Abhängigkeit der Kollisionsgeschwindigkeit (Abb. 5.3) und der Füllfaktordifferenz (Abb. 5.4) dargestellt. Bei der Variation der Kollisionsgeschwindigkeit kann ein unteres Fragmentationslimit ermittelt werden. Unterhalb von  $0,42 \frac{\text{m}}{\text{s}}$  kann kein Wachstum an der Unterseite des kompakten Staubzylinders festgestellt werden. Die beiden Zylinder prallen ohne Massenübertrag voneinander ab (Klasse B1 nach Güttler u. a. (2010)). Ab einer Geschwindigkeit oberhalb von  $0,5 \frac{\text{m}}{\text{s}}$  wird die Fragmentation des von unten hinauf beschleunigten, poröseren Zylinders mit jeweiligen Massenübertrag (F3) beobachtet. Es werden insgesamt 20 Kollisionen und somit 20 Datenpunkte aufgenommen. Aus diesen ist ein Anstieg der prozentualen Massenzunahme mit ansteigender Geschwindigkeit ersichtlich. Die Daten unterhalb von  $0,5 \frac{\text{m}}{\text{s}}$  werden vernachlässigt und eine Gerade eignet sich am besten, um den Verlauf der Daten mit einer Funktion anzupassen:

$$e_{ac}(v, \Delta\Phi = 0,091) = -3,5 \cdot 10^{-3} + 2,5 \cdot 10^{-2} \left( \frac{v}{\text{ms}^{-1}} \right) \quad (5.1)$$

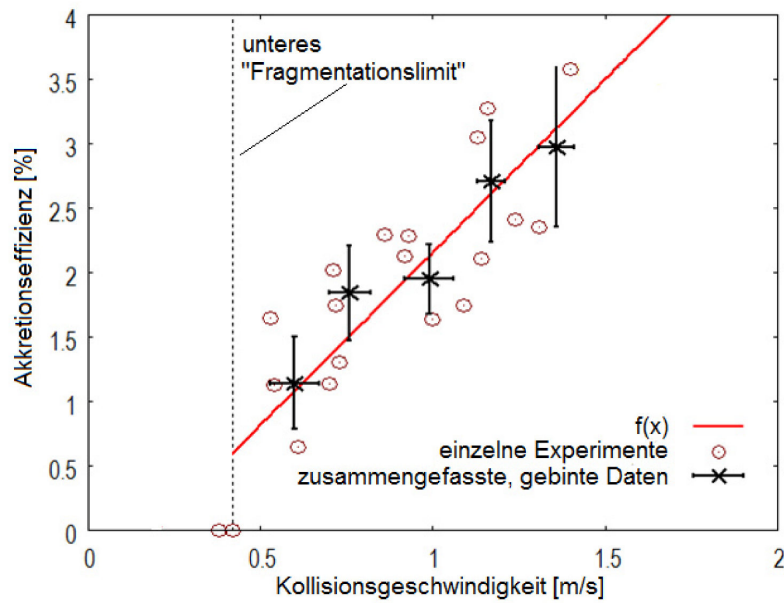


Abbildung 5.3: Massenzuwachs des robusten Agglomerats abhängig von der Kollisionsgeschwindigkeit bei konstanter Füllfaktordifferenz. Eine lineare Funktion kann am besten an die Daten angepasst werden. Der lineare Trend wird auch durch die gebinteten Werte nochmals verdeutlicht. Die Fehler der gebinteten Werte sind die Standardabweichungen der Daten innerhalb äquidistanter Abschnitte.

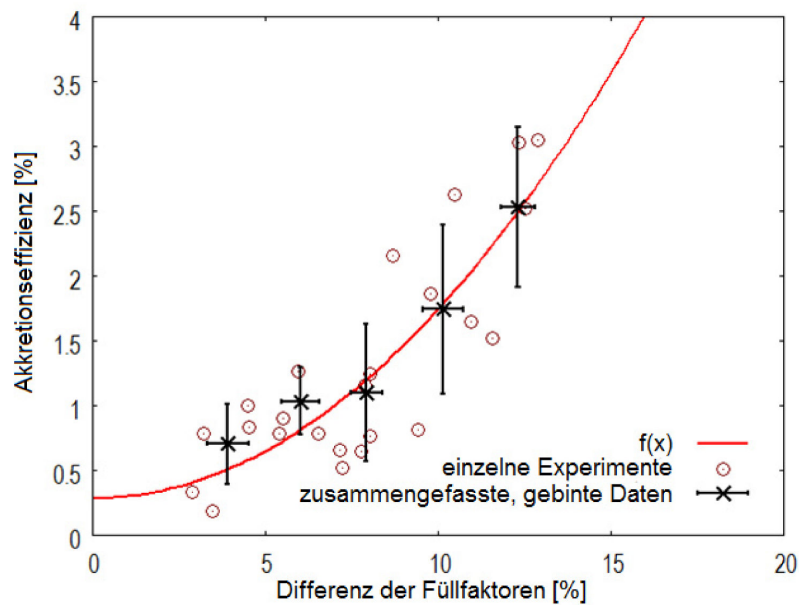


Abbildung 5.4: Massenzuwachs des robusten Agglomerats abhängig von der Differenz der Volumenfüllfaktoren bei konstanter Aufprallgeschwindigkeit. Der Anstieg der Akkretionseffizienzen wird mittels einer Parabelfunktion beschrieben. Die gebinteten Werte der Daten sind mit ihren Standardabweichungen innerhalb äquidistanter Abschnitte angegeben.

Die Daten werden zusätzlich in fünf äquidistant gebinte Datenpunkte gemittelt. Die Fehler dieser gebinten Werte sind die Standardabweichungen der Daten innerhalb der äquidistant gewählten Abschnitte. Auch mittels dieser gemittelten Datenpunkte ist ein linearer Verlauf der prozentualen Massenzunahme ersichtlich. Für die Darstellung der Akkretionseffizienz gegenüber der Füllfaktordifferenz werden 24 Datenpunkte aufgenommen. Wieder werden die Datenpunkte zusätzlich zu fünf gebinte Werte gemittelt. Die Fehler dieser gebinten Werte sind wieder die Standardabweichungen der Daten innerhalb der äquidistant gewählten Abschnitte. Bei steigender Füllfaktordifferenz der jeweiligen Staubagglomerate kann auch ein klarer Anstieg der Akkretionseffizienz ermittelt werden. Um eine funktionale Abhängigkeit der beiden Größen, mit einer geringen Abweichung  $\chi^2$  aus einem Chi-Quadrat-Test, auszudrücken wird eine parabolische Funktion an die Daten angepasst:

$$e_{ac,par}(\Delta\Phi, v = 0,93 \text{ m/s}) = 3,4 \cdot 10^{-3} + 1,44 \cdot \Delta\Phi^2 \quad (5.2)$$

Mit einer geringfügig kleineren Abweichung  $\chi^2$ , wird der Verlauf der Daten mittels einer Exponentialfunktion ein wenig besser beschrieben. Diese kann in dem untersuchten Bereich der Füllfaktordifferenzen nur sehr schwer von der parabolischen Funktion unterschieden werden und lautet:

$$e_{ac,exp}(\Delta\Phi, v = 0,93 \text{ m/s}) = 4,4 \cdot 10^{-3} + 1,2 \cdot 10^{-3} \cdot e^{23\Delta\Phi} \quad (5.3)$$

Eine Funktion an die ermittelten Datenpunkte anzupassen ist nur innerhalb bestimmter Parameter sinnvoll. Die Akkretionseffizienz wächst mit der Kollisionsgeschwindigkeit und der Füllfaktordifferenz an und erreicht Werte für gewisse Geschwindigkeiten und Füllfaktoren, welche unrealistisch sind. Wenn das masseübetragende Staubagglomerat in einer Kollision zerstört wird, kann sicherlich auch nur ein begrenzter Massenanteil des Agglomerats an ein anderes Agglomerat übertragen werden. Bei beiden Versuchsreihen (mit variabler Füllfaktordifferenz bzw. mit variabler Geschwindigkeit) muss dies beachtet werden. Ein großer Anteil des Staubagglomerats geht in einer Semi-Fragmentation immer verloren, solange die Agglomerate sich bei der Kollision in einem Punkt treffen und nicht größere Flächen aufeinander prallen. Wenn zwei aufeinandergeschossene Agglomerate direkt aneinanderkleben ohne zu zerschlagen („Sticking“, Typ S1, S2 und S3), kann auch nur soviel Masse hängenbleiben, wie das Projektil aufweist. Aus diesem Grund wird hier beim Fit einer Funktion auf eine Exponentialfunktion verzichtet, da diese gegenüber der Parabelfunktion deutlich steiler ansteigt. Die Anpassung einer Exponentialfunktion an die experimentellen Datenpunkte hat jedoch einen sehr leicht niedrigeren Fehler als der Fit bei der Parabel. Höhere Geschwindigkeiten offenbaren zudem noch das „zweite“ Fragmentationslimit. Wenn die Kollisionsgeschwindigkeit zu hoch wird, liegt eine totale Fragmentation vor. Beide Staubagglomerate werden in der Kollision zerrissen und es liegt Kollisionstyp F1 vor. Bei Beitz u. a. (2011) wird hierfür in einer anderen Versuchsreihe bei aneinander prallenden 2 cm großen Staubkugeln (mit einem Füllfaktor  $\sim 0,5$ ) eine Geschwindigkeitsgrenze von 1,9 m/s ermittelt. Somit sind die zu den Daten in den Diagrammen 5.3 und 5.4 angepassten Funktionen nicht beliebig fortzusetzen und nur im untersuchten Geschwindigkeits- und Füllfaktordifferenzbereich gültig.

### 5.3 Diskussion

Der Übergang Abprallen - partielle Fragmentation („Bouncing-Barrier“) ist bei keiner scharfen Geschwindigkeitsgrenze auszumachen. Vielmehr existiert hierfür eine Übergangszone, wie bei Beitz u. a. (2011) ( $(0,2 - 0,4) \text{ m/s}$ ) festgestellt wird. Die Daten von Abb. 5.3 beinhalten nur zwei Kollisionsexperimente unterhalb von  $(0,5 \text{ m/s})$ . Es ist zu vermuten, dass auch in dem vorliegenden Experiment ein Übergangsbereich nachzuweisen ist. Dieser Übergangsbereich zwischen den Ereignissen Abprallen und partieller Fragmentation wurde auch von Schräpler u. a. (2012) nachgewiesen. Dort werden auch Kollisionen von zylinderförmigen Staubagglomeraten durchgeführt. Allerdings sind diese 5 cm lang und haben einen Durchmesser von 5 cm. Die Masse jener Agglomerate beträgt mehr als das zehnfache als die Agglomerate, welche in dieser Arbeit bezüglich der Kollisionsresultate untersucht werden. Bei Schräpler u. a. (2012) wird die sogenannte „Bouncing-Barrier“ für stoßende Staubzylinder mit Volumenfüllfaktoren von 0,3, 0,4 bzw. 0,48 bei einer ungefähren Kollisionsgeschwindigkeit von  $v = 0,4 \pm 0,1 \text{ m/s}$  ermittelt. Es wird angemerkt, dass bei (Schräpler u. a., 2012) dieser Mittelwert des Übergangsbereiches um das zweifache höher liegt als bei den Kollisionen zwischen den 2 cm-großen Staubkugeln, welche bei Beitz u. a. (2011) verwendet werden (Fragmentationsgrenze ab  $0,2 \text{ m/s}$ ). Schräpler u. a. (2012) führen dies auf die unterschiedliche Geometrie der stoßenden Agglomerate wie auch auf das unterschiedlich verwendete Staubmaterial zurück. Im Gegensatz zu der hier vorliegenden Arbeit und der Experimente bei Schräpler u. a. (2012) wird bei den in Braunschweig bei Beitz u. a. (2011) durchgeführten Experimenten sphärisch monodisperses Staubmaterial verwendet. Das verwendete Staubmaterial ist bei Schräpler u. a. (2012) genau wie in dieser Arbeit irregulärer polydisperser Staub. Die Fragmentationsgrenze bei  $v = 0,4 \pm 0,1 \text{ m/s}$  ist, trotz 10-fach höheren stoßenden Massen mit der Fragmentationsgrenze in Abb. 5.3 zu vergleichen. Wenn man mit dem, zur Verfügung stehenden, irregulären und polydispersen, Staubmaterial noch größere und schwerere Staubzylinder presst, so gibt es bei der Festlegung der mittleren Geschwindigkeit bezüglich der „Bouncing-Barrier“ eine Verschiebung zu niedrigeren Kollisionsgeschwindigkeiten. Bei Deckers u. Teiser (2013) werden Dezimeter-große Staubzylinder (bestehend aus irregulären polydispersen Staubmaterial) mit einer Masse von jeweils 1,5 kg während eines freien Falls im Fallturm Bremen aufeinander geschossen. Die kritische Fragmentationsgeschwindigkeit wird dabei zu ungefähr  $0,16 \text{ m/s}$  ermittelt. Offenbar gibt es eine Tendenz, dass die Grenzggeschwindigkeit der „Bouncing-Barrier“ geringer wird, je größer bzw. massereicher die stoßenden Agglomerate sind.

Eine weitere Prüfung dieses Kollisionsexperiments beinhaltet, ob und wie die hinzugefügte Staubmasse am stabileren Agglomerat weiteren Stößen von Agglomeraten standhält oder durch diese beeinflusst wird. Zunächst wird hierzu wieder ein Massenzuwachs an der Mantelfläche eines Staubzylinders, wie oben beschrieben, erzeugt. Danach wird der Staubzylinder mit dem dachförmigen Staubzuwachs wieder sehr vorsichtig an die Apparatur aus Abb. 5.1 montiert. Es kollidieren zwei mal hintereinander Staubzylinder mit niedrigerem Füllfaktor und einer Geschwindigkeit von  $\sim 1,1 \text{ m/s}$  mit dem Staubzuwachs auf dem hängenden Staubzylinder. Ein Auszug aus der Videosequenz der bereits zweiten Kollision des Staubzylinders mitsamt des Staubhügels mit einem anderen Staubzylinder wird in Abb. 5.5 gezeigt. Bei beiden Impakten mit weiteren Agglomeraten kann beobachtet werden, dass die hinzugewonnene Masse nicht abfällt. Es kann jedoch auch nicht mehr Masse hin-



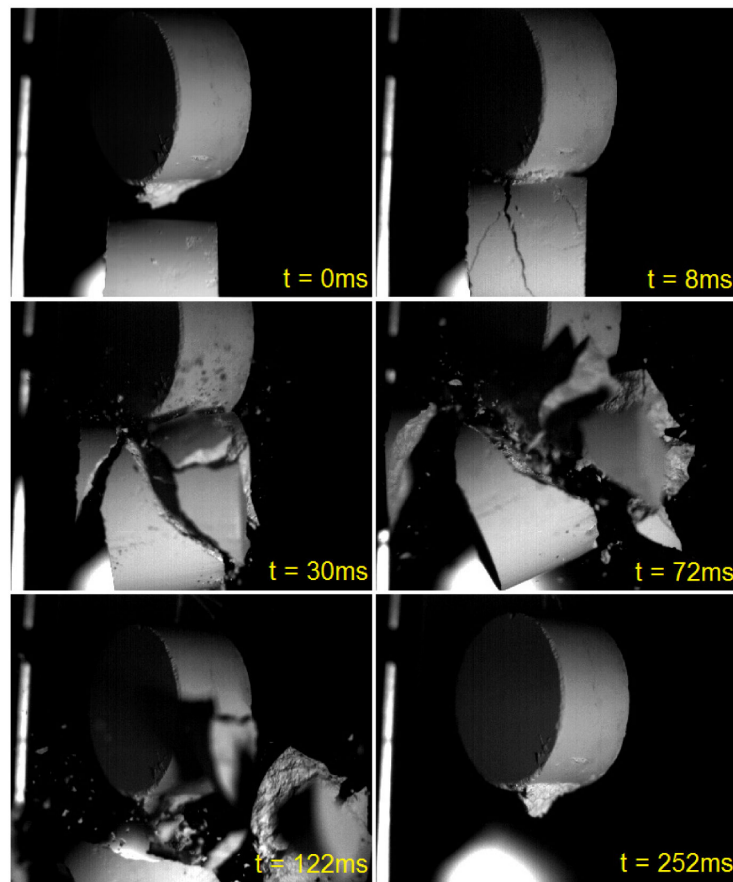


Abbildung 5.5: Ein erneuter Impact eines bereits mit einem Massenzuwachs behafteten Staubzylinders mit einem weiteren Staubagglomerat.

zugefügt werden, da dies durch die Geometrie beider stoßender Körper nicht begünstigt wird. Kollidieren dagegen, wie bei Kothe u. a. (2010), millimetergroße Staubagglomerate nacheinander mit einer größeren, zentimetergroßen, ebenen Fläche an derselben Stelle, so baut sich auch ein kegelförmiger Staubbügel auf. Dieser gewinnt bei jedem Einschlag eines millimetergroßen Projektils an Masse. Der Massenzuwachs erfährt auch bei Kothe u. a. (2010) eine Sättigung, da die Staubprojekteile den kegelförmigen Staubzuwachs stets auf dessen Spitze treffen bis dieser nach einigen Hundert Kollisionen abfällt (die zentimetergroße Fläche ist über den Projektilen montiert, der kegelförmige Massenzuwachs baut sich somit nach unten gerichtet auf). Weiterhin ist ein Massenzuwachs in den weiteren Kollisionsexperimenten dieser Arbeit, abhängig vom Füllfaktor und der Kollisionsgeschwindigkeit, wie in den Abb. 5.3 und 5.4 ersichtlich ist. Ob eine Kompression der akkretierten Masse vorliegt kann nicht untersucht werden und ist aufgrund der Form des gewachsenen Volumens nicht sehr leicht zu beurteilen. Weiterführende Untersuchungen sollten diesbezüglich gemacht werden.

Wie bei Beitz u. a. (2011) angeführt, kann man die Kollisionen von cm-großen Staubagglomeraten, abhängig von der Geschwindigkeit, in drei Szenarios unterteilen. Die Übergänge sind als fließend zu betrachten. Besonders zwischen dem Übergang Abprallen - partielle Fragmentation ( $0,2 - 0,4$ ) m/s gibt es bei der Versuchsreihe von Beitz u. a. (2011) Datenpunkte für das eine, wie auch für das andere Szenario. Für cm-große, zylinderförmige wie

Tabelle 5.1: Abhängig von der Geschwindigkeit lassen sich drei verschiedene Szenarios bei Kollisionen von cm-großen Staubagglomeraten angeben. Die Stärke des Massentransfers hängt von dem Unterschied im Füllfaktor der beiden stoßenden Agglomeraten ab.

$v < 0,4 \frac{\text{m}}{\text{s}}$	Abprallen (B1)
$0,2 \frac{\text{m}}{\text{s}} < v < 1,9 \frac{\text{m}}{\text{s}}$	partielle Fragmentation mit Massentransfer (F3)
$v > 1,9 \frac{\text{m}}{\text{s}}$	totale Fragmentation (F1)

auch kugelförmige, Staubagglomerate ist Massenzuwachs in einem bestimmten Geschwindigkeitsbereich nachgewiesen, in welchen sich zwei stoßende Agglomerate relativ zueinander bewegen. Diese Geschwindigkeit liegt ungefähr bei 1 m/s vor. Wie im Diagramm 5.4 dargestellt ist, wird die Akkretionseffizienz deutlich durch einen Füllfaktorunterschied beider stoßenden Agglomerate begünstigt.

Bei Beitz u. a. (2011) werden die Impakte von 2 cm großen Staubkugeln beobachtet und die Akkretionseffizienz über die Kollisionsgeschwindigkeit aufgetragen. Gegenüber der in dieser Arbeit realisierten Füllfaktordifferenz von 0,091, wird bei den Staubkugeln bei Beitz u. a. (2011) ein Unterschied von nur 0,025 (kompakte Staubkugel  $\Phi \sim 0,50$ ) erzeugt. Somit ist die Steigung der Akkretionseffizienz in Abhängigkeit von der Geschwindigkeit niedriger als bei jener Akkretionseffizienz (in Abb. 5.3) mit 0,091 Unterschied im Füllfaktor der beiden stoßenden Agglomerate. Der Massenzuwachs bei diesen partiellen Fragmentationen ist abhängig von den Parametern Füllfaktordifferenz und Kollisionsgeschwindigkeit. Mit den konstantgehaltenen Parametern,  $v = 0,93 \text{ m/s}$  und  $\Delta\Phi = 0,091$  stimmen die beiden Funktionen 5.1 und 5.2 jedoch nicht exakt in den Akkretionseffizienzen überein. Die Parameter sind nicht unabhängig voneinander. Um den Massenzuwachs als Funktion der Geschwindigkeit und der Füllfaktordifferenz anzugeben, können die beiden Gleichungen 5.1 und 5.2, welche den einzelnen Parametern unabhängig voneinander angepasst wurden, nicht miteinander multipliziert werden. Um dennoch solch eine Funktion zu ermitteln, wird die Funktion

$$e_{ac}(v, \Delta\Phi) = (a + b \cdot \Delta\Phi^2) \cdot (c + d \cdot v) \quad (5.4)$$

an alle Rohdaten der Plots 5.3 und 5.4 angepasst. Als Parameter werden  $a = 0,26$ ,  $b = 85$ ,  $c = -6,1 \cdot 10^{-3}$  und  $d = 2,5 \cdot 10^{-2} \text{ s/m}$  errechnet. Die Verknüpfung der Variablen in einer Funktion führt zum Konturplot, dargestellt in Abb. 5.6. Die Gleichung 5.4 kann umgekehrt auch auf eine konstante Porositätsdifferenz bzw. auf eine konstante Kollisionsgeschwindigkeit reduziert werden. Diese Funktionen weichen vom Verlauf her nur sehr wenig von den oben ermittelten Funktionen (5.1 und 5.2) ab und liegen innerhalb der Fehler, wie bei Beitz u. a. (2011) berichtet wird. Um den Konturplot 5.6 zu errechnen, werden von Beitz u. a. (2011) nur die in dieser Arbeit vorgestellten Daten aus den Plots 5.3 und 5.4 zu Hilfe genommen. Die Daten, welche bei einer konstanten Porositätsdifferenz von  $\Delta\Phi = 0.025$  und verschiedenen Geschwindigkeiten ermittelt werden, fügen sich sehr gut in den Konturplot ein. Die Gleichung 5.4 zeigt auch bei konstantem  $\Delta\Phi = 0.025$  nur sehr geringe Abweichungen und liegt innerhalb der Fehler. In dem Konturplot in Abb. 5.6 ist eindeutig eine Erhöhung der Akkretionseffizienz zu erkennen, wenn die Differenz des Füllfaktors beider stoßenden Agglomerate größer wird. Die partielle Fragmentation



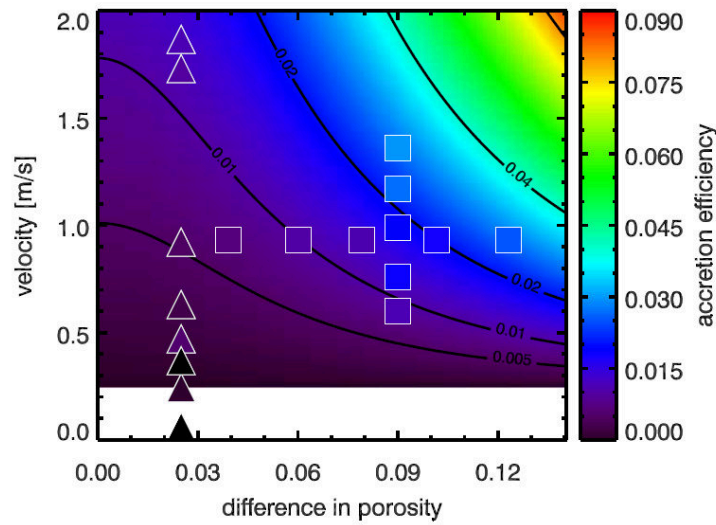


Abbildung 5.6: Die Akkretionseffizienz interpoliert als Funktion der Geschwindigkeit und des Füllfaktorunterschieds von zwei kollidierenden Agglomeraten (Beitz u. a., 2011). Die Quadrate zeigen die gebinteten Werte aus den Plots 5.3 und 5.4 an, die Dreiecke stammen aus den Staubkugelimpakten bei Beitz u. a. (2011)

mit dem jeweiligen Massenübertrag ist jedoch nur zwischen den Kollisionsgeschwindigkeiten  $0,2 \text{ m/s} < v < 1,9 \text{ m/s}$  anzusetzen, da unterhalb bzw. oberhalb dieser Zone die Agglomerate voneinander abprallen („Bouncing“) bzw. vollständige Fragmentation einsetzt. Jedoch kann man innerhalb dieses Geschwindigkeitsbandes, besonders bei höheren Füllfaktordifferenzen (ab 0,09), auch einen deutlichen Anstieg der Akkretionseffizienz feststellen. Der Füllfaktor bzw. die Porosität eines Staubagglomerats hat deutlichen Anteil an dessen Festigkeit. Bei Stößen zweier Staubagglomerate ist hier die Zugfestigkeit sowie die Übermittlung von Kompressionen innerhalb eines Agglomerats von Bedeutung. Diese und andere mechanische Eigenschaften von cm-großen Staubagglomeraten werden im nächsten Kapitel untersucht.

## 5.4 Folgerungen

Bei einer Kollision von zwei gleich großen Staubagglomeraten müssen nicht zwangsläufig beide Agglomerate fragmentieren. Die in diesem Kapitel beschriebenen Experimente belegen, dass auch partielle Fragmentation als Kollisionsergebnis vorliegen kann. Die partielle Fragmentation tritt umso stärker in Erscheinung, je mehr sich die beiden kollidierenden Staubagglomerate in ihrem Volumenfüllfaktor unterscheiden. Bei diesen partiellen Fragmentationen erfährt zudem das jeweilige stabilere Agglomerat einen Massenzuwachs. Für die Erstellung des Simulationsmodells bei Windmark u. a. (2012) konnte dieses Ergebnis in ein neues Massentransfer- und Kratermodell mit einfließen. Innerhalb dieses Massentransfermodells wird eine stets konstante Porositätsdifferenz von  $\Delta\Phi = 0,1$  zwischen den Staubteilchen, welche die „Bouncing-Barriere“ erreicht haben (größer als 0,1 mm), angenommen. Bei der Simulation der Kollisionen im Bereich der „Bouncing-Barriere“ wird

in dem Modell stets das Projektil mit dem niedrigeren Volumenfüllfaktor versehen. In der Simulation bei Windmark u. a. (2012) kann nicht jedes einzelne Staubteilchen mit einem eigenem Volumenfüllfaktor versehen werden (was der Rechenkapazität geschuldet ist). Die Erkenntnis, dass bei Kollisionen von  $\sim 3$  cm großen Staubagglomeraten in einem Geschwindigkeitsbereich von  $0,2 \text{ m/s} < v < 1,9 \text{ m/s}$  partielle Fragmentation mit einem Massenübertrag stattfindet, erlaubt eine bessere Beschreibung der Staubkollisionen in der Kompaktierungsphase. Wenngleich hierfür eine konstante Differenz  $\Delta\Phi = 0,1$  für ungefähr millimetergroße Teilchen angewendet wird, so findet gerade durch das Vorhandensein der „Bouncing-Barriere“ zunächst eine unterschiedliche Kompaktierung der Teilchen statt. Auch die Relativgeschwindigkeit zwischen den millimetergroßen Teilchen beträgt in dem Geschwindigkeitsmodell, welches der Simulation zugrunde liegt, einige  $10 \text{ cm/s}$ , und ist mit dem oben erwähnten Geschwindigkeitsbereich für partielle Fragmentation vereinbar. Die Fragmentation von kollidierenden gleichgroßen Staubagglomeraten ( $> 1 \text{ mm}$ ), wie sie in Abb. 3.1 verdeutlicht wird, bedeutet keinen Widerspruch zu den Ergebnissen in diesem Kapitel dieser Arbeit, da die Agglomerate bereits die „Bouncing-Barriere“ überwunden haben und bereits dieselbe Kompaktierung vorweisen sollten.

Auch bei Meru u. a. (2013) ist der Parameter der Porosität von entscheidender Bedeutung. Bei Meru u. a. (2013) wurden mittels SPH-Simulationen Kollisionen von zentimetergroßen Staubagglomeraten unterschiedlicher Größe und mit variierenden Volumenfüllfaktoren bei Geschwindigkeiten zwischen  $0,1 \text{ m/s}$  und  $27,5 \text{ m/s}$  durchgeführt. Die Ergebnisse aus Beitz u. a. (2011) wurden für die Simulationen verwendet. In den getätigten numerischen Simulationen von Kollisionen konnte eine Grenze zwischen Massengewinn und Massenverlust bei einem Volumenfüllfaktor  $\Phi = 0,37$  ermittelt werden. Die Kollisionsgeschwindigkeiten müssen sehr reduziert werden, wenn bei Stößen zwischen Agglomeraten mit höheren Füllfaktoren noch Wachstum stattfinden soll. Die maximale Kollisionsgeschwindigkeit beträgt bei Meru u. a. (2013) mit Agglomeraten, deren Füllfaktoren zwischen  $\Phi = 0,4$  und  $0,45$  liegen, bei  $\sim 2 \text{ m/s}$ , was gut zu den hier dargelegten Ergebnissen bezüglich der totalen Fragmentationsgeschwindigkeit passt.

# Kapitel 6

## Mechanische Eigenschaften von Staubagglomeraten in protoplanetaren Scheiben

Aktuelle Simulationen welche die Entwicklung von Planetesimalen durch Staubkollisionen beschreiben, benötigen experimentell ermittelte Ergebnisse bezüglich mechanischer Eigenschaften von Staubagglomeraten. Dies gilt besonders für die Anwendung der „Smoothed Particle Hydrdynamics (SPH)“. In dem vorliegenden Kapitel werden die Experimente zur Bestimmung der Druckfestigkeit, der Zugfestigkeit sowie dem Elastizitätsmodul beschrieben und die Ergebnisse dargestellt. Wie aus der Thematik der Stöße zweier Staubagglomerate im letzten Kapitel hervorgeht, sind Daten hinsichtlich der Druck- und Zugfestigkeit komprimierten Staubs bei den Fragmentationsgrenzen von besonderer Bedeutung. Der Elastizitätsmodul wurde über Messungen der Schallgeschwindigkeit in Staubagglomeraten bestimmt. Zudem werden noch Messungen von Porositätsänderungen bei cm-großen Staubagglomeraten präsentiert, welche dem kontinuierlichen Auftreffen von mm-Aggregaten bei Geschwindigkeiten von (1 - 7) m/s ausgesetzt sind, bzw. aus solchen aufgebaut werden.

### 6.1 Der uniaxiale Druckversuch

Der uniaxiale Druckversuch gibt Einblicke in das sogenannte Fließverhalten eines granularen Mediums. Je nach Festigkeit eines Staubagglomerats kann es bezüglich dieser Fließfähigkeit klassifiziert werden.

#### 6.1.1 Experimentaufbau

Zylinderförmige Staubaggregate werden, wie in Kapitel 4.2 dargestellt wird, hergestellt. Es wird hierbei bereits der für die Herstellung notwendige ungerichtete Verfestigungsdruck  $\sigma_1$  gemessen. Dazu werden Staubzylinder mit stets gleicher Masse  $m = 20$  g produziert. Somit hängt der Volumenfüllfaktor der entstehenden Probe in der Pressvorrichtung nur vom aufgewendeten Druck ab, mit dem das Staubpulver gepresst wird. Bei verschiedenen Massen würden die Ergebnisse bezüglich der Verfestigungsdrücke und Festigkeit verfälscht werden. Auf diese vorverfestigten Staubproben wird daraufhin ein vertikal gerichteter Druck

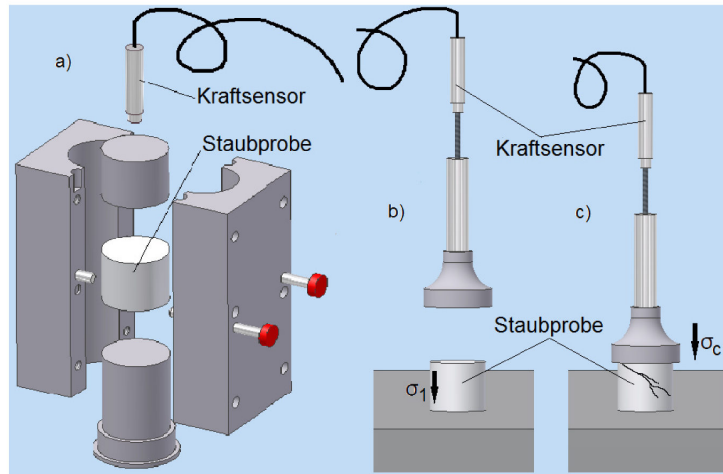


Abbildung 6.1: Versuchsaufbau und Verlauf um die Druckfestigkeit einer Staubprobe zu messen (Meisner u. a., 2012). **a)** Mit einem gemessenen Verfestigungsdruck werden zylinderförmige Staubagglomerate hergestellt; **b)** Die Staubproben werden aus der Pressform entnommen und weisen eine gewisse Druckspannung  $\sigma_1$  auf; **c)** Die Druckfestigkeit  $\sigma_c$  ist der Druck, der zum Bruch, bzw. zum Fließen der Probe führt.

ausgeübt bis die Staubprobe bricht, wie in Abb. 6.1 dargestellt. Der bis zum Bruch maximal gemessene Druck ist die einachsige Druckfestigkeit bzw. die Schüttgutfestigkeit  $\sigma_c$  der Probe. Der ausgeübte Druck wird bezüglich des zusätzlichen Gewichts des Stempels korrigiert. Es werden Staubproben mit verschiedenen Vorfestigungen (Dichten) bzw. Volumenfüllfaktoren, welche von  $\rho = 0,732 \text{ g/cm}^3$  bis  $1,100 \text{ g/cm}^3$  bzw. von  $\Phi = 0,282$  bis  $0,420$  reichen, bei stets gleicher Masse  $m = 20 \text{ g}$  produziert.

### 6.1.2 Ergebnisse

Bei der Präparation der Staubzylinder wird der typische Verlauf der Schüttgutdichte  $\rho$  in Abhängigkeit von der Verfestigungsspannung  $\sigma_1$  beobachtet (Abb. 6.2 oben). Ein zusätzlicher Datenpunkt wird gewonnen, indem Staub aus sehr geringer Höhe bei normalen Gasumgebungsdruck langsam in ein transparentes, zylinderförmiges Gefäß (Durchmesser =  $3,86 \text{ cm}$ ) rieselt. Die Dichte bzw. der Volumenfüllfaktor beträgt für diesen zusätzlichen Datenpunkt  $\rho = 0,617 \text{ g/cm}^3$  bzw.  $\Phi = 0,237$ . Eine Potenzfunktion der Form

$$\rho = \rho_0 \cdot \left(1 + \frac{\sigma_1}{\sigma_0}\right)^n \quad (6.1)$$

wird an den Verlauf der Datenpunkte angepasst, welche die isentropische Kompression des Staubs charakterisiert. Der hier verwendete  $\text{SiO}_2$ -Analogstaub wird somit durch den Exponenten  $n$ , den Kompressibilitätsindex, klassifiziert. Zusammen mit der isostatischen Zugfestigkeit  $\sigma_0$  und der Anfangsdichte  $\rho_0$  des Staubs in der Pressform wird dieser in der Tabelle 6.1 dargestellt.

Nach Tomas (2001) bestimmt der Kompressibilitätsindex  $n$  die Kompressibilität und Kohäsion, wie dargestellt in Tabelle 6.2. In diesem durchgeführten Experiment können die Zylinder, bestehend aus dem  $\text{SiO}_2$ -Analogstaub, als sehr kompressibel und sehr kohäsiv

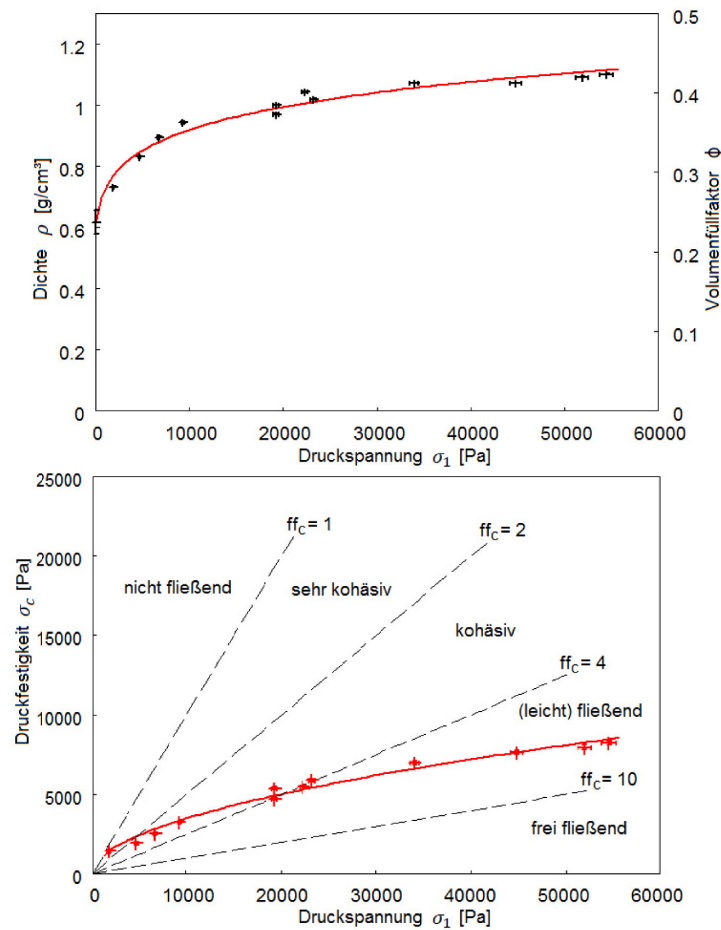


Abbildung 6.2: Oben: Die Dichte und der Volumenfüllfaktor der gepressten Zylinder aus Quarzstaub in Abhängigkeit der Vorfestigung bzw. Druckspannung. Unten: Einachsige Druckfestigkeit in Abhängigkeit der ungerichteten Vorfestigung bzw. Druckspannung. Die Funktion  $\sigma_c = f(\sigma_1)$  heißt Fließfunktion. Die Fließfähigkeit  $ff_c$  einer Probe ändert sich mit der Vorverfestigung und ist in verschiedene Bereiche eingeteilt (Meisner u. a., 2012).

bezeichnet werden. Eine zusätzliche Klassifizierung erfolgt mit der Bestimmung der sogenannten Fließfunktion  $ff_c$ . Diese ist das Verhältnis des ungerichteten Verfestigungsdrucks und der einachsigen Druckfestigkeit  $\sigma_c$

$$ff_c = \frac{\sigma_1}{\sigma_c}. \quad (6.2)$$

Tabelle 6.1: Parameter für die isentropische Kompression des Quarzanalogstaubs

$\rho_0$ (g/cm³)	$\sigma_0$ (Pa)	n
$0.612 \pm 0.024$	$295.26 \pm 155.70$	$0.115 \pm 0.009$

Die Fließfunktion wird in der Abb. 6.2 unten gezeigt. Dort ist die einachsige Druckfestigkeit gegenüber des ungerichteten Verfestigungsdrucks der Staubzylinder dargestellt.

Die Fließfunktion zeigt folgenden Verlauf: Je mehr der Staubzylinder verfestigt ist, desto mehr Druck muss aufgewendet werden, um ihn im einachsigen Druckversuch zum fließen (brechen) zu bringen. Auch die Fließfunktion wird zur Klassifizierung von granularer Materie herangeführt. Diese Charakterisierung wird in der Tabelle 6.3 sowie in der Abb. 6.2 unten gezeigt. Während weniger dichte, nur leicht vorfestigte, Staubagglomerate in die Klasse der kohäsiven und sehr kohäsiven Materie fallen, finden sich die kompakteren Agglomerate in der Klasse der fließenden Materie wieder.

Tabelle 6.2: Semi-empirische Klassifizierung des Kompressibilitätsindex

Index $n$	Bewertung	Fließfähigkeit
0 - 0.01	inkompressibel	frei fließend
0.01 - 0.05	wenig kompressibel	frei fließend
0.05 - 0.1	kompressibel	kohäsiv
0.1 - 1	sehr kompressibel	sehr kohäsiv

Tabelle 6.3: Fließfähigkeit granularer Materie oder Pulvern (Jenike, 1964)

$ff_c < 1$	nicht fließend
$1 < ff_c < 2$	sehr kohäsiv
$2 < ff_c < 4$	kohäsiv
$4 < ff_c < 10$	leicht fließend
$10 < ff_c$	frei fließend

Die Diskrepanz, den verwendeten Staub zunächst durch die isentropische Kompression als sehr kohäsiv und dann durch die Fließfunktion, abhängig von der Vorfestigung, als kohäsiv bis fließend zu bezeichnen, wird aufgelöst, wenn man bedenkt, dass die Fitfunktion für die isentropische Kompression sehr empfindlich für die niedrigen ungerichteten Druckspannungen ist. Wird der Fit für die isentropische Kompression ausschließlich für die Datenpunkte der höheren Vorfestigung (ab einer ungerichteten Druckspannung  $\sigma_1 = 20000 \text{ Pa}$  in Abb. 6.2) durchgeführt, so führt dies zu niedrigeren Kompressibilitätsindizes und damit zu höheren Fließfähigkeiten. Genauso, wie die Fließfunktion dies für die Staubagglomerate höherer Vorfestigung angibt. Die Fließfunktion  $ff_c$  ist somit ein bewährtes Mittel, Staubagglomerate unterschiedlicher Volumenfüllfaktoren (Vorverfestigung) zu charakterisieren.

## 6.2 Der „Brazilian“-Test

Die Zugfestigkeit, besser die Spaltzugfestigkeit, eines Staubagglomerates, wieder in der Form eines Zylinders, wird mittels eines sogenannten „Brazilian“-Test ermittelt.

### 6.2.1 Experimentaufbau

Beim „Brazilian“-Test wird Druck auf die Mantelfläche eines Zylinders, bestehend aus gepresster granularer Materie (in diesem Fall  $\text{SiO}_2$ -Analogstaub), in Form von zwei gegenüberliegenden Lasten ausgeübt (Abb. 6.3). Der jeweilige Druck bei dem die Staubprobe

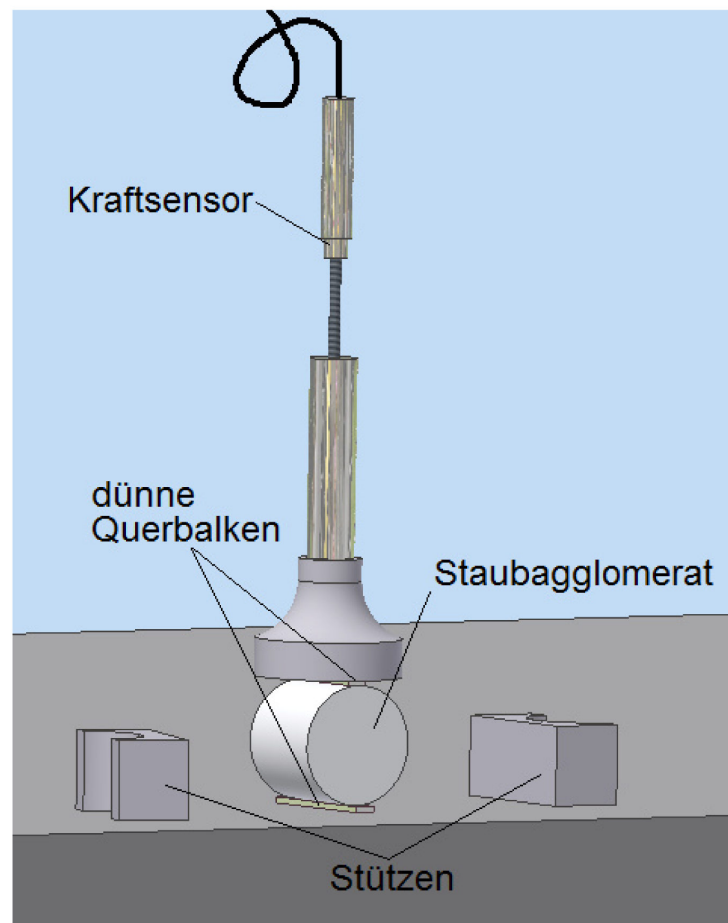


Abbildung 6.3: Aufbau des „Brazilian“-Test: Mit einem Stempel wird auf einem von zwei dünnen Querbalken, welche auf der Mantelfläche eines Staubzylinders aufliegen, aufgedrückt. Die zwei dünnen Querbalken werden für eine lineare Lastenverteilung benötigt. Die Stützen werden anfangs benötigt, um die Staubprobe in Stellung zu bringen. Der Druck wird solange erhöht bis die Staubprobe bricht und mit einem Kraftsensor gemessen (Meisner u. a., 2012).

gespalten wird, wird für verschiedene Dichten bzw. Volumenfüllfaktoren der Staubproben ermittelt. Zwei dünne Querbalken dienen als lineare Lastenverteilung. Dies ist in Abb. 6.4 verdeutlicht. Nach Mitchell (1961) kann ein Bruch eines Zylinders bei einem Spaltzugversuch verschiedene Formen durch unterschiedliche Breiten der Lastenverteilungsbalken annehmen. Werden die Lastenverteilungsbalken nicht verwendet, so wird ein Druckbruch erzeugt. Mit Hilfe von zwei dünnen Balken wird die Entstehung eines vertikal verlaufenden Risses durch den Zylinder gewährleistet und es entsteht ein Zugbruch. Die beiden Linienlastverteilungen haben in dem vorliegenden Versuch eine Breite von 5 mm und eine Höhe von 2 mm. Die Linienlastverteilungen sind stets länger als die Staubzylinder, die, je nach Porosität, eine Länge zwischen 2,140 cm und 2,985 cm haben. In der Realität entsteht ein Schubbruch. Dies ist zu erkennen an den zwei kleinen keilförmigen Bruchstücken, welche sich direkt oberhalb und unterhalb der Balken ausprägen. Die vertikal verlaufenden Bruchlinien prägen sich bei diesem Druckversuch immer fast vom oben aufliegenden Balken her



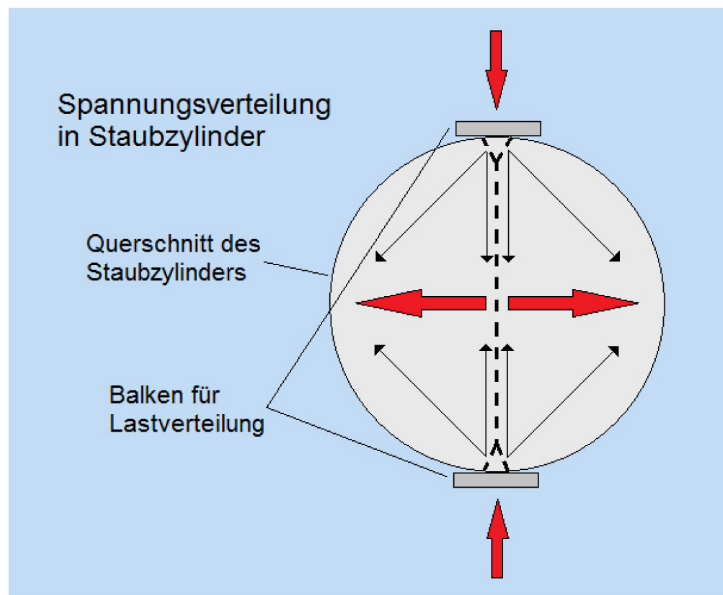


Abbildung 6.4: Die Lastenverteilung in einem Staubzylinder bei der Durchführung eines „Brazilian“-Test. Die gestrichelte Linie deutet den Verlauf des Bruchs nach Mitchell (1961) an (Meisner u. a., 2012).

bis fast zum unten anliegenden Balken aus, sodass die Spaltzugfestigkeit angegeben wird als zwei Mal die aufgewendete Kraft  $F$  pro Mantelfläche des Staubzylinders:

$$\sigma_{ts} = \frac{2 \cdot F}{\pi d L}, \quad (6.3)$$

mit Durchmesser  $d$  und Länge  $L$  des Zylinders. Die Linienlastverteilungen werden zwischen dem Staubzylinder und den wirkenden Lasten von Stempel und Tisch gesetzt. Damit der Staubzylinder nicht wegrollt, wurde dieser mit zwei kleinen Stützen in Position gehalten. Wenn der Stempel mitsamt dem Kraftsensor den oberen Balken leicht berührt und der Staubzylinder somit in Position gehalten wird, können die beiden Stützen entfernt werden. Nun kann der Druck ausgeübt werden. Auch hier wird, wie im vorherigen Versuch, der ausgeübte Druck bezüglich des zusätzlichen Gewichts des Stempels korrigiert. Ergänzend wird ein Hochgeschwindigkeitsvideo von der Erzeugung des Bruches produziert, um die Entwicklung der Risse nachvollziehen zu können. Für die Versuchsreihe werden 21 Staubzylinder verschiedener Volumenfüllfaktoren zwischen  $\Phi = 0,367$  und  $0,509$  aber, wie zuvor, konstanter Masse  $m = (20,04 \pm 0,04) \text{ g}$  auf ihre Spaltzugfestigkeit  $\sigma_{ts}$  hin untersucht.

### 6.2.2 Ergebnisse

Bei der Durchführung des „Brazilian“-Test konnte immer wieder beobachtet werden, wie der Staubzylinder in zwei Hälften zerbricht. Abb. 6.5 zeigt eine Bildersequenz eines der Videos, die während der Druckausübung mit dem Stempel auf die Mantelfläche des Staubzylinders aufgenommen wurden. Genau wie nach Mitchell (1961) bildet sich ein Schubbruch, welcher an der Bildung der kleinen keilförmigen Bruchstücke zu erkennen ist. Der Bruch entsteht zunächst in der Mitte der Querschnittsfläche und breitet sich in die Richtung der beiden Linienlasten hin aus. Dies steht im Einklang mit den Beobachtungen von Rocco



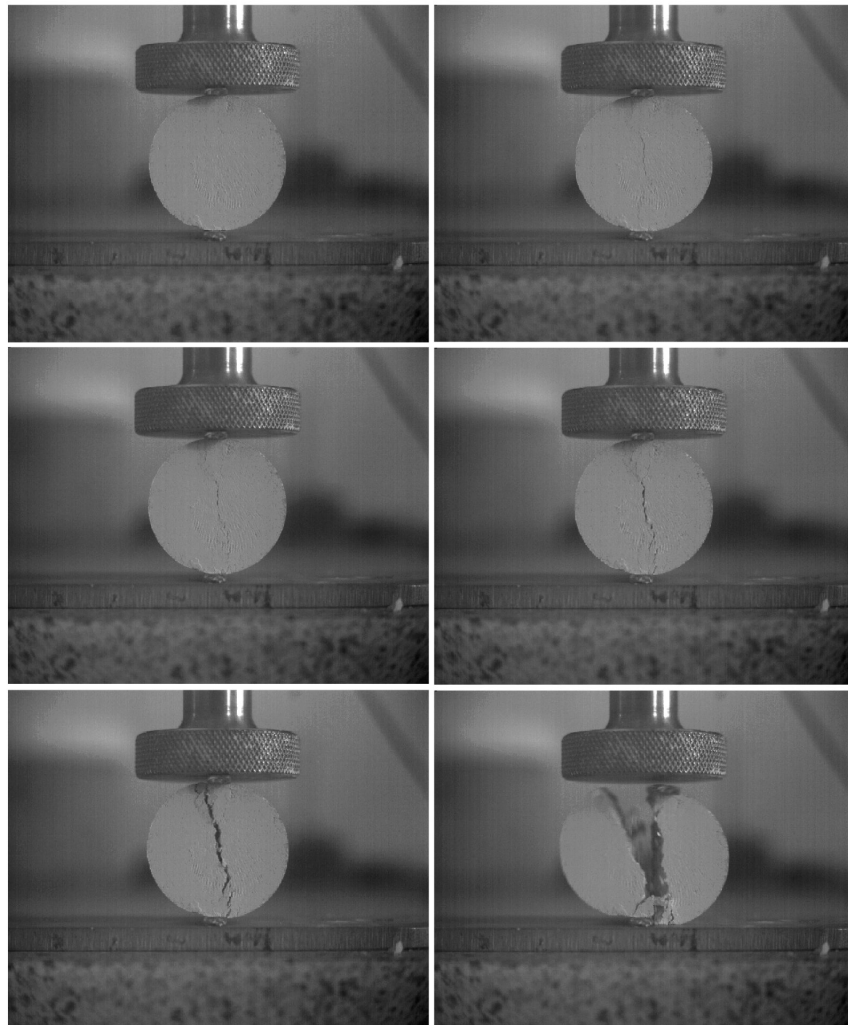


Abbildung 6.5: In diesem Auszug eines Videos ist die Rissbildung beim „Brazilian“-Test deutlich zu erkennen. Der Riss bildet sich in der Mitte des Agglomerats und breitet sich zu den Linienlasten hin aus. Am Ende zerbricht der Staubzylinder in zwei Hälften (Meisner u. a., 2012).

u. a. (1999). Die Untersuchung der 21 Staubzylinder verschiedener Volumenfüllfaktoren auf ihre Spaltzugfestigkeit, ergab die Abhängigkeit wie sie in Abb. 6.6 dargestellt ist. Die Staubagglomerate besitzen eine größere Spaltzugfestigkeit, wenn diese dichter sind, also einen höheren Volumenfüllfaktor haben. Eine Exponentialfunktion der Form

$$\sigma_{ts} = 4 \cdot e^{14.3 \cdot \phi} \quad (6.4)$$

kann am besten an den Verlauf der Daten angepasst werden.

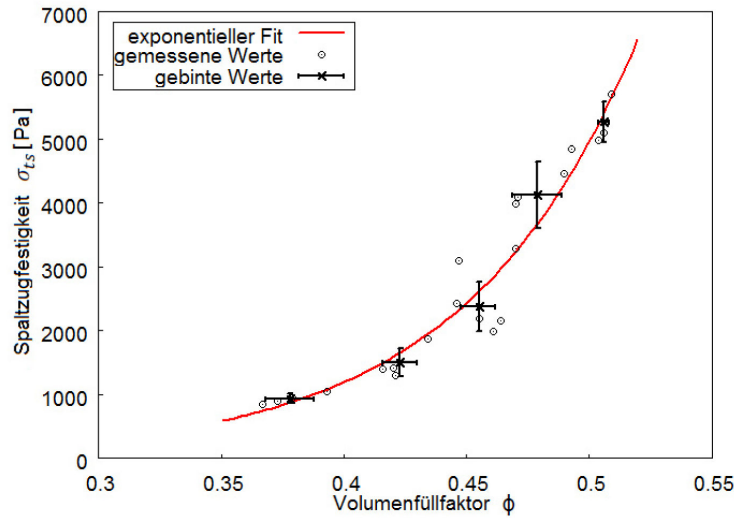


Abbildung 6.6: Für 21 Staubagglomerate (offene Kreise) wird die Abhängigkeit der Spaltzugfestigkeit von dem Volumenfüllfaktor aufgezeigt. Die schwarzen Kreuze geben die gebinten Daten an. Eine an die Daten angepasste Exponentialfunktion wird durch die rote Linie dargestellt (Meisner u. a., 2012).

## 6.3 Messung der Schallgeschwindigkeit und Bestimmung des Elastizitätsmoduls

Mittels Messungen der Schallgeschwindigkeit in porösen Staubzylindern, werden die Elastizitätsmoduln von verschiedenen dichten Staubagglomeraten berechnet.

### 6.3.1 Theorie und Experimentaufbau

Da der Elastizitätsmodul für Schüttgut und damit von porösen  $\text{SiO}_2$ -Staubagglomeraten nicht ohne Schwierigkeiten zu messen ist, wird dieser indirekt über die Schallgeschwindigkeit bestimmt. Die Schallgeschwindigkeit und der Elastizitätsmodul sind über folgenden Zusammenhang definiert:

$$c_1 = \sqrt{\frac{E(1 - \nu)}{\rho(1 + \nu)(1 - 2\nu)}}, \quad (6.5)$$

mit Elastizitätsmodul  $E$ , der Dichte  $\rho$  und der Poissonzahl (Querkontraktionszahl)  $\nu$ . Die Poissonzahl ist in der Regel sehr klein und kann vernachlässigt werden. Somit ergibt sich für den Elastizitätsmodul:

$$E = c_1^2 \cdot \rho \quad (6.6)$$

Die Erzeugung von Schallwellen erfolgt durch einfaches manuelles Klopfen auf die Staubprobe. Der Experimentaufbau wird in Abb. 6.7 verdeutlicht. Es wird oben auf die den Staubzylinder tragende Struktur geklopft. Der Beginn der dadurch erzeugten Erschütterung wird beim Klopfen durch die Schließung eines elektrischen Kontakts auf einem Oszilloskop genau aufgezeichnet. Die Schallwelle durchläuft das Agglomerat und die tragende Struktur des Agglomerates. Die Ankunftszeit des Signals wird durch die Erschütterung

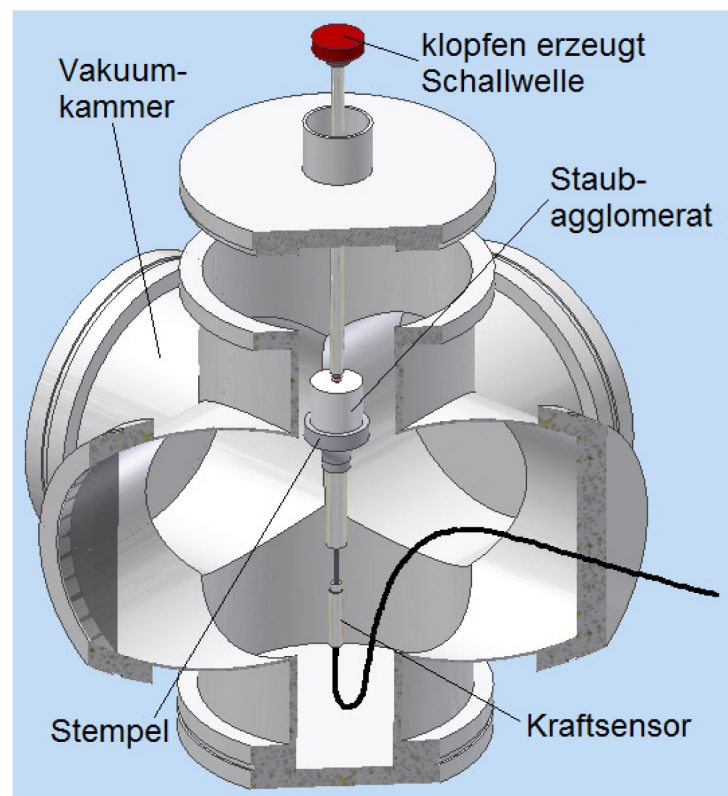


Abbildung 6.7: Die Messung der Schallgeschwindigkeit in einem Staubzylinder erfolgt in einer Vakuumkammer. Indem von oben auf einen mit der Staubprobe verbundenen Stab manuell geschlagen wird, wird eine Schallwelle erzeugt. Die Erschütterung breitet sich durch das Staubagglomerat aus und wird unterhalb der Probe von einem Kraftsensor registriert und ausgewertet (Meisner u. a., 2012).

an einem Kraftsensor unterhalb der Staubprobe auch auf dem Oszilloskop aufgezeichnet. Zudem wird die Laufzeit einmalig ohne Staubzylinder (nur für die tragende Struktur) gemessen. Aus der Differenz der Laufzeiten werden die Zeiten ermittelt, welche die Schallwellen ausschließlich für den Durchgang des jeweiligen Staubagglomerats benötigen. Die Länge der verwendeten Staubzylinder wird ausgemessen und mit den gemessenen Laufzeiten wird die Schallgeschwindigkeit bestimmt. Die Messungen der Laufzeit sind unabhängig von der Art des manuellen Klopfens, dennoch gibt es Schwankungen von bis zu 30 - 40  $\mu\text{s}$ . Im Vergleich zu den gemessenen, eigentlichen Laufzeiten durch das Staubmaterial (zwischen 150 und 400  $\mu\text{s}$  je nach Volumenfüllfaktor), können diese Schwankungen einen Fehler von über 20% bewirken. Es wird daher der Mittelwert und die Standardabweichung von 30 - 40 „Klopfmessungen“ pro Staubprobe gebildet. Die Masse  $m$  jedes einzelnen Staubzylinders beträgt wiederum  $(20,04 \pm 0,04) \text{ g}$ . Die Volumenfüllfaktoren  $\Phi$  der Staubzylinder, die für diese Versuchsreihe verwendet werden, haben Werte zwischen 0.330 und 0.505. Die Laufzeitmessungen werden bei Normalumgebungsdruck durchgeführt. Danach werden bei drei Agglomeraten stichprobenartig die Laufzeiten und damit die Schallgeschwindigkeiten auch bei einem niedrigen Umgebungsdruck von 3 Pa - 20 Pa gemessen und mit den Werten bei Normaldruck verglichen.

### 6.3.2 Ergebnisse

Die Werte der gemessenen Schallgeschwindigkeiten in Staubagglomeraten mit Füllfaktoren zwischen 0.33 und 0.51 sind in Abb. 6.8 dargestellt. Mit höherem Volumenfüllfaktor

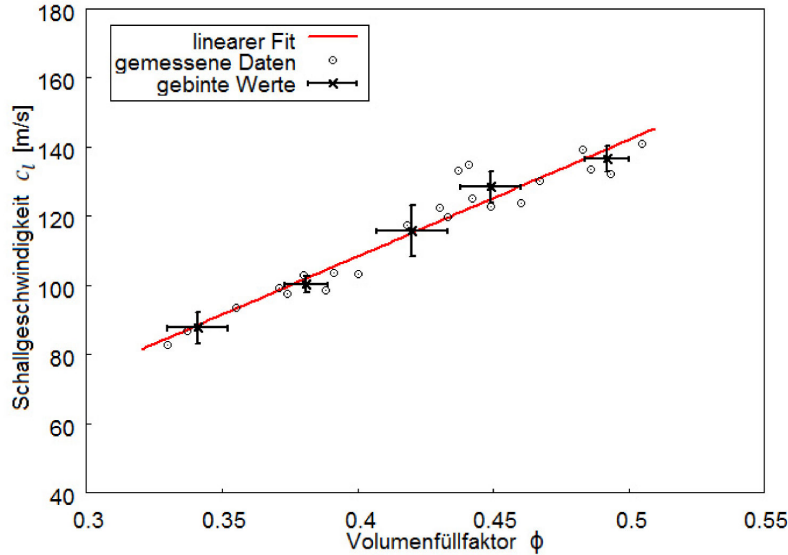


Abbildung 6.8: Gemessene Schallgeschwindigkeiten in  $\text{SiO}_2$ -Staub bei verschiedenen Volumenfüllfaktoren. Ein lineare Funktion (rote Linie) wird den gemessenen Daten angepasst. Zusätzlich werden die Daten gebint (Meisner u. a., 2012).

steigt die Schallgeschwindigkeit in den präparierten Staubzylindern. Es kann eine lineare Funktion mit folgender Funktionsgleichung dem Verlauf der Datenpunkte angepasst werden.

$$v_s = 337 \cdot \phi \text{ m/s} - 26.4 \text{ m/s}. \quad (6.7)$$

Im Vergleich zur Schallgeschwindigkeit im  $\text{SiO}_2$ -Festkörper die, nach Mauder (1996), 3340 m/s beträgt, sind die gemessenen Werte der Schallgeschwindigkeit im porösen Festkörper sehr gering (bis zu 40 mal kleiner). Es werden auch Messungen der Schallgeschwindigkeit bei vermindertem Umgebungsdruck zwischen 3 Pa und 20 Pa durchgeführt. Die drei Datenpunkte für die Schallgeschwindigkeit bei niedrigerem Umgebungsdruck besitzen leicht höhere Werte als die zuvor gemessenen Daten bei Normaldruck, wie in Abb. 6.9 zu erkennen ist. Die Fehler der einzelnen Datenpunkte, welche die Standardabweichungen der jeweiligen „Klopfmessungen“ sind, nehmen mit ansteigendem Volumenfüllfaktor der Agglomerate ebenfalls zu. Betragen die Fehler bei den Geschwindigkeiten unter 100 m/s höchstens  $\pm 10$  m/s, so steigt dieser Fehler sowohl für die Messungen bei Normaldruck als auch bei vermindertem Druck auf  $\pm 40$  m/s bei den Agglomeraten mit einem Volumenfüllfaktor zwischen 0,45 und 0,5. Ein prozentualer Fehler bei höheren Volumenfüllfaktoren von ungefähr 20% kann trotz der 30 - 40 „Klopfmessungen“ nicht verhindert werden. Die Messungen der Schallgeschwindigkeiten sind somit mit Vorsicht zu betrachten. Da die Werte sowohl für die Messungen bei Normaldruck als auch bei niedrigerem Umgebungsdruck in der gleichen Größenordnung liegen und beide den ansteigenden Charakter zu höheren Volumenfüllfaktoren zeigen, wird die Analyse der Schallgeschwindigkeit bei Normaldruck für



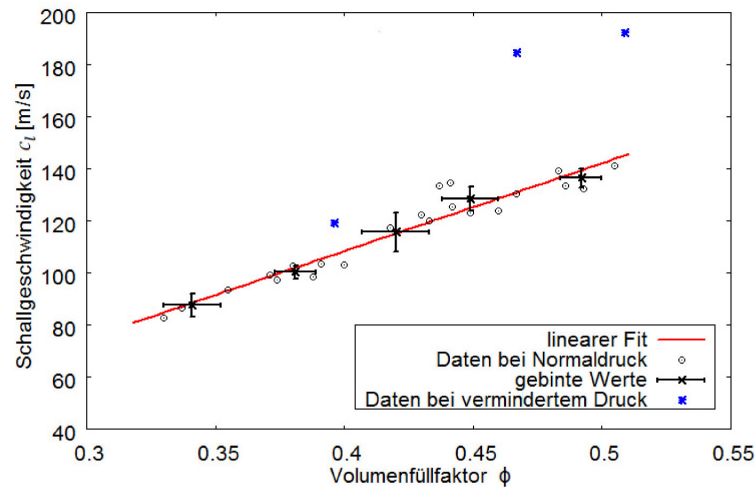


Abbildung 6.9: Gemessene Schallgeschwindigkeiten in  $\text{SiO}_2$ -Staub bei verschiedenen Volumenfüllfaktoren und bei vermindertem Umgebungsdruck. Die drei Datenpunkte für die Schallgeschwindigkeit bei geringerem Umgebungsdruck besitzen leicht höhere Werte als die zuvor gemessenen Datenpunkte bei Normaldruck.

die Ermittlung des Elastizitätsmoduls weiter verwendet. Exaktere Messungen und Analysen bezüglich der Schallgeschwindigkeit sollten hierzu in zukünftigen Forschungsarbeiten folgen (unter Einbeziehung einer eventuellen Dispersion, Beitrag der Dämpfung durch das umgebende Gas) und genauere Theorien zur Ausbreitungsart der Schallwellen in porösen Medien liefern.

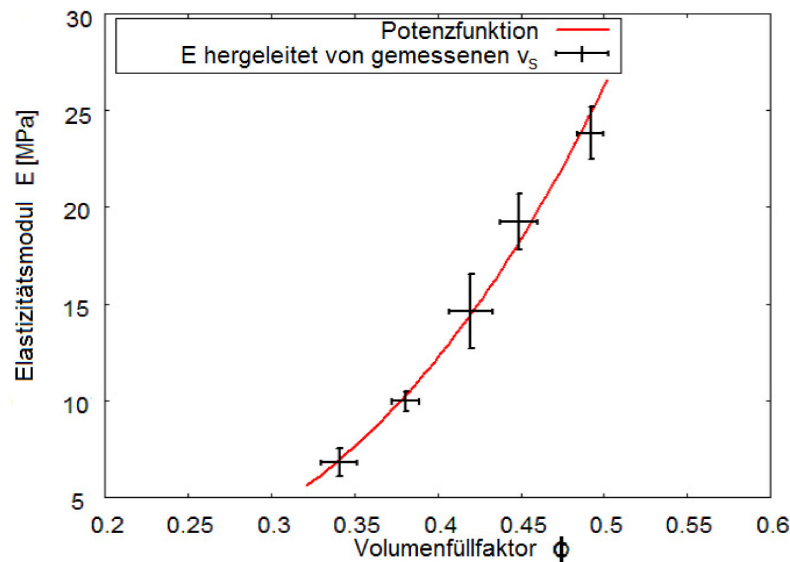


Abbildung 6.10: Mit den gemessenen Schallgeschwindigkeiten können die Elastizitätsmoduln berechnet und gegen die Volumenfüllfaktoren aufgetragen werden (Meisner u. a., 2012).

Mittels des im letzten Abschnitt vorgestellten Zusammenhangs zwischen der Schallge-

schwindigkeit und des Elastizitätsmoduls, werden die Elastizitätsmoduln berechnet. Hierzu wird die Gleichung für  $v_s$  als  $c_1$  in Gleichung eingesetzt und mit  $\rho = 2600 \text{ kg/m}^3 \cdot \phi$  multipliziert. das ergibt:

$$E = 2.96 \cdot 10^8 \cdot \phi^3 - 4.68 \cdot 10^7 \cdot \phi^2 + 1.82 \cdot 10^6 \cdot \phi \cdot \left( \frac{\text{N}}{\text{m}^2} \right). \quad (6.8)$$

Hieraus resultieren die folgenden Elastizitätsmoduln in Abhängigkeit vom Volumenfüllfaktor dargestellt in Abb. 6.10. Aufgrund der niedrigen Schallgeschwindigkeiten, welche vorher ermittelt wurden, nehmen diese Elastizitätsmoduln auch sehr geringe Werte an. Der Elastizitätsmodul von festem  $\text{SiO}_2$  ist bei Carlotti (1995) mit 85 GPa angegeben und liegt damit um 3 Größenordnungen höher als die in dieser Arbeit ermittelten Werte für poröse Staubagglomerate.

## 6.4 Multiple Impakte und die Auswirkungen auf die Porosität

In einer protoplanetaren Scheibe werden die Staubagglomerate durch Kollisionen komprimiert. Eine Form von Stößen, welche in einer protoplanetaren Scheibe stattfindet, ist das Auftreffen eines kleineren Staubprojektils auf ein größeres Staubagglomerat. Hierbei findet weder eine gerichtete noch eine völlig ungerichtete Kompression des getroffenen Staubagglomerates statt. Zu dieser Thematik wurden bereits bei Teiser u. a. (2011a) experimentell die Volumenfüllfaktoren von Staubagglomeraten untersucht, welche durch multiple Stöße von  $250 \mu\text{m}$  Staubpartikel entstanden sind. Die Volumenfüllfaktoren der entstandenen Agglomerate hängen bei Teiser u. a. (2011a) von der Aufprallgeschwindigkeit der  $250 \mu\text{m}$  Staubpartikel ab. Der Volumenfüllfaktor erreicht eine obere Grenze von 0.31 bei einer Aufprallgeschwindigkeit von 6 m/s. Eine weitergehende Untersuchung hin zu größeren Staubteilchen (1,2 mm im Durchmesser), welche als Projektile benutzt werden, sowie eine qualitative Beobachtung der Veränderung von Volumenfüllfaktoren von Staubschichten eines Agglomerates findet im folgenden Abschnitt statt.

### 6.4.1 Experimentaufbau

Es wird derselbe Experimentaufbau benutzt wie bei Teiser u. a. (2011a). Auf den Boden einer Röhre, wird ein nach oben hin offener transparenter Behälter gestellt. Nachdem die Röhre evakuiert ist, fallen Staubpartikel durch ein Sieb mit bestimmter Maschengröße in den Behälter, treffen dort auf und bauen ein Staubagglomerat auf (Abb. 6.11). Somit können je Versuchsreihe unterschiedlich große Staubprojekte hergestellt werden. Da das Sieb in verschiedenen Höhen über den Behälter platziert werden kann, erreichen die auftreffenden Staubprojekte im freien Fall, durch die Gravitation beschleunigt, verschiedene Kollisionsgeschwindigkeiten. Um die Kollisionsgeschwindigkeiten zu bestimmen, werden mit einer Hochgeschwindigkeitskamera Videoaufnahmen der sich aufbauenden Agglomerate produziert. Der Fokus der Kamera wird ungefähr auf das zentrale Innere des transparenten Behälters eingestellt. Der Behälter wird seitlich von einer Blitzlampe ( $\nu \approx 500 \text{ Hz}$ ) beleuchtet. So entstehen Bilder mit Stroboskopeffekt, wenn die Belichtungszeit

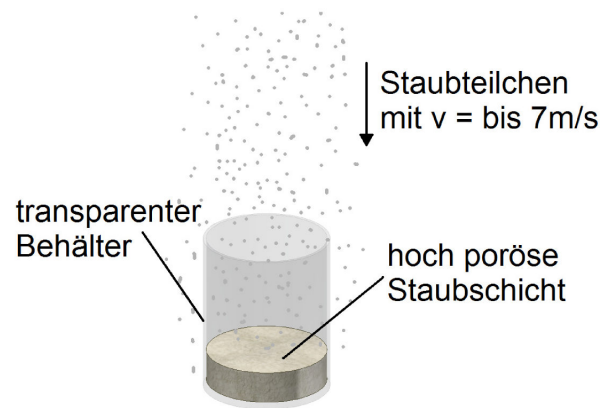


Abbildung 6.11: Durch multiplen Aufprall kleiner (1 mm) Staubteilchen in einem transparenten Behälter bilden sich in diesem Staubagglomerate. Die gebildeten Agglomerate besitzen Volumenfüllfaktoren abhängig von der Geschwindigkeit der aufprallenden Staubprojekte (Meisner u. a., 2012).

der Kamera pro Bild ein Vielfaches von 2 ms beträgt. Mittels einer Referenzlänge kann man die Abstände gleicher Partikel messen und die Kollisionsgeschwindigkeit, wie in Abb. 6.12 gezeigt, berechnen. Pro Fallhöhe werden zwischen 36 und 44 Längenmessungen zwischen jeweils gleichen Partikeln auf den Stroboskopbildern durchgeführt und der jeweilige Mittelwert mit Standardabweichung berechnet. Mittels dieser Mittelwerte der Abstandsmessungen werden die Geschwindigkeiten der Staubteilchen berechnet, welche sich in der Fokusebene der Kamera befinden. Die Geschwindigkeiten der fallenden Partikel werden auf Werte zwischen 1 m/s und 7 m/s, je nach Fallhöhe, bestimmt, bevor sie auf ihr Ziel treffen. Um das Volumen der Staubagglomerate für die Volumenfüllfaktoren zu bestimmen, wird folgendes Verfahren angewendet: Da sich ein zylinderförmiges Agglomerat mit etwas hügeliger Oberfläche im Behälter aufbaut, wird bei bekanntem Innendurchmesser des Behälters von  $(38,55 \pm 0,03)$  mm die durchschnittliche Höhe des Agglomerates ermittelt. Dazu werden 8 Fotos in gleichen Abständen um das Agglomerat herum erstellt, und die Höhen vermessen. Die Fotos der Staubagglomerate in den Behältern sind im Anhang A dieser Arbeit beigefügt. Es wird die durchschnittliche Höhe mit Standardabweichung berechnet. Die Agglomerate werden mit Behälter gewogen und das Leergewicht des Behälters wird abgezogen, um die Massen der Agglomerate zu ermitteln.

Zunächst wird die Experimentreihe von Teiser u. a. (2011a) zu größeren Projektilen hin erweitert. Hier werden nun anstatt  $250 \mu\text{m}$  großer Staubpartikel bei  $125 \mu\text{m}$  Maschengröße des Siebes, im Mittel etwa 1,2 mm große Staubteilchen bei einer Maschengröße des Siebes von 4 mm verwendet. Dies entspricht einem Anstieg der Masse um einen Faktor von ungefähr 100 der einzelnen auftreffenden Staubprojekte.

Danach werden für den zweiten Teil dieses Versuchsabschnitts Staubagglomerate mit sehr niedrigen Volumenfüllfaktoren produziert. Dies geschieht, indem Staub durch ein Sieb mit  $250 \mu\text{m}$  Maschengröße bei Normalluftdruck direkt oberhalb von dem transparenten Behälter in diesen hineinrieselt. Die Füllfaktoren werden, wie oben beschrieben, anhand von Höhenmessungen auf Fotos ermittelt. Daraufhin wird untersucht, welche Auswirkungen die multiplen Kollisionen von Staubteilchen der Größen  $250 \mu\text{m}$  sowie 1,2 mm auf die zuvor hergestellten hochporösen Staubagglomerate haben. Dazu werden die Agglomerate

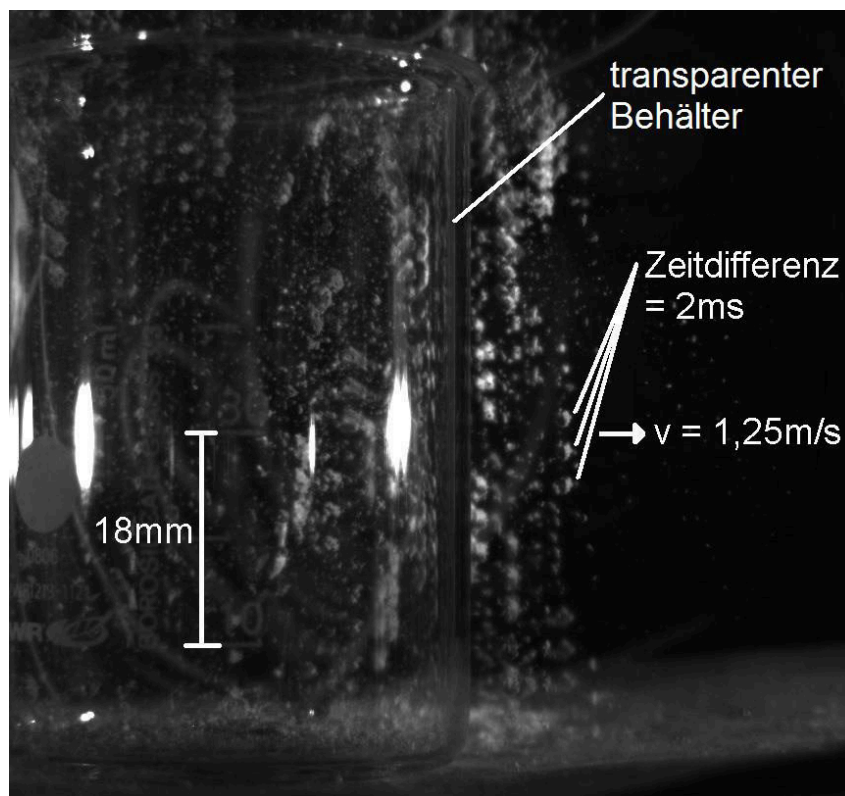


Abbildung 6.12: Berechnung der Geschwindigkeit der Staubteilchen, welche in den transparenten Behälter fallen. Mittels einer Referenzlänge auf dem Behälter von 18 mm, der Differenz der Belichtungen von 2 ms (bedingt durch die Blitzlampe) und den Abständen gleicher, mehrfach abgebildeten Staubteilchen auf den Stroboskopbildern kann die Geschwindigkeit der Staubteilchen ermittelt werden.

mit eingefärbten Staub mittels der gleichen Methode wie vorher bestreut, so dass eine dünnen (1 - 2 mm) Grenzsicht entsteht. Wenn weiterer Staub mit höherer Geschwindigkeit nun auf das Agglomerat fällt, dient diese Schicht als Grenzsicht, um Aussagen bezüglich der Kompression des zuerst hoch porösen Agglomerats zu treffen. Danach wird das Agglomerat in dem transparenten Behälter erneut auf den Boden der Röhre aus Teiser u. a. (2011a), welche evakuiert wird, gestellt. Das Sieb, mit der Maschengröße von 4 mm (mittlere Teilchengröße: 1,2 mm), wird auf eine Höhe eingestellt, sodass die fallenden Staubteilchen eine Aufprallgeschwindigkeit von 6 m/s erreichen. Wenn sich eine durch weitere kontinuierliche Kollisionen von Staubteilchen eine einige mm dicke Staubschicht oberhalb der eingefärbten Staubschicht bildet kann der Versuch beendet werden. Die gewachsenen Agglomerate werden entnommen und fotografiert.

### 6.4.2 Ergebnisse

Staubagglomerate werden in einem transparenten Behälter durch multiple Kollisionen (Kollisionsgeschwindigkeit zwischen 1 m/s und 7 m/s) von Staubteilchen der Größen  $250\text{ }\mu\text{m}$  und 1,2 mm aufgebaut. Für die Volumenfüllfaktoren dieser Staubagglomerate abhängig



von der Kollisionsgeschwindigkeit der Projektile ergibt sich das folgende Diagramm in Abb. 6.13. Der Volumenfüllfaktor weicht bei geringer Kollisionsgeschwindigkeit ( $< 5$  m/s)

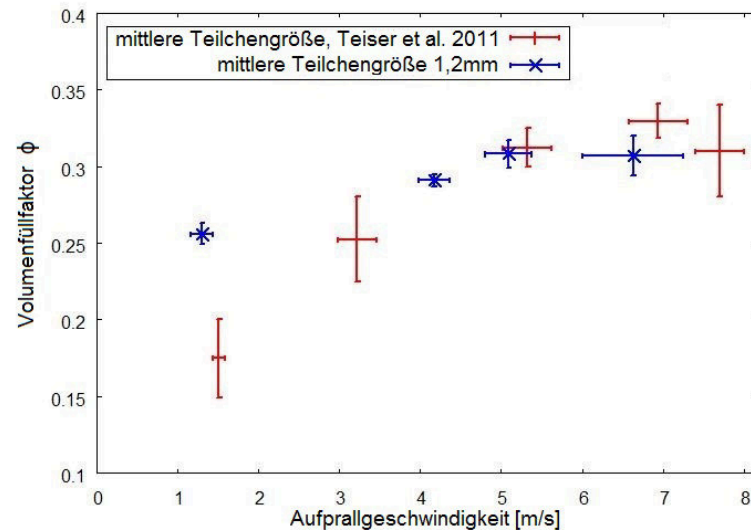


Abbildung 6.13: Die Volumenfüllfaktoren von Staubagglomeraten, welche durch frei fallende Staubteilchen aufgebaut sind, werden gegen die Geschwindigkeiten der auftreffenden Staubteilchen aufgetragen (Meisner u. a., 2012).

bei den zwei Versuchsreihen mit  $250\ \mu\text{m}$ - und  $1,2\text{ mm}$ -großen Staubprojektilen voneinander ab. Die erzeugten Staubagglomerate sind umso kompakter, je größer die kollidierenden Staubteilchen sind, aus denen sie entstehen. Weil größere Partikel mehr Energie als kleinere Partikel besitzen, können diese die Agglomeratoberfläche leichter restrukturieren, Poren auffüllen und kompaktieren. Werden die Kollisionsgeschwindigkeiten der Staubprojektilen größer ( $> 5$  m/s), so ist festzustellen, dass der Volumenfüllfaktor ein Limit von  $0,31 \pm 0,01$  erreicht, unabhängig von der verwendeten Projektilgröße der auftreffenden Teilchen. Obwohl in der neuen Versuchsreihe, mit den im Durchschnitt  $1,2\text{ mm}$  großen Staubprojektilen, im Gegensatz zu Teiser u. a. (2011a) die 100-fache Masse auf das entstehende Agglomerat auftrifft, wird der Volumenfüllfaktor des Agglomerates nicht weiter erhöht als das oben genannte Limit.

Um nun die hoch porösen Agglomerate, wie im vorigen Abschnitt dargestellt, herzustellen, wurde auf die  $250\ \mu\text{m}$  großen Staubteilchen zurückgegriffen (bei kleineren Projektilen, niedrigere Volumenfüllfaktoren, siehe Abb. 6.13). Die langsam rieselnden Staubpartikel formen in dem Behälter Agglomerate mit einer Höhe von einigen Zentimetern und mit einem Volumenfüllfaktor von nur ungefähr  $\phi = 0,14$ . Sie zeigen eine charakteristische Struktur bezüglich der Größe der sie aufbauenden Staubteilchen und der Poren zwischen ihnen, wie in Abb. 6.14 1a und 2a zu erkennen ist. Das hochporöse Staubagglomerat auf welches Staubprojektilen der Größe  $250\ \mu\text{m}$  mit  $6\text{ m/s}$  aufprallen und eine einige mm-dicke Schicht oberhalb der eingefärbten Grenzschrift aufbauen, zeigt Abb. 6.14 1b. Es ist eine kompakte Schicht oberhalb der Grenzschrift und des Ausgangsagglomerats zu erkennen. Die aufprallenden Staubteilchen haben ausschließlich die eingefärbte Grenzschrift bezüglich ihrer Dichte beeinflusst. Beim Vergleich der Fotos 6.14 1a und 1b fällt auf, dass das ursprüngliche Agglomerat seine körnige und von Poren durchzogene Struktur behalten

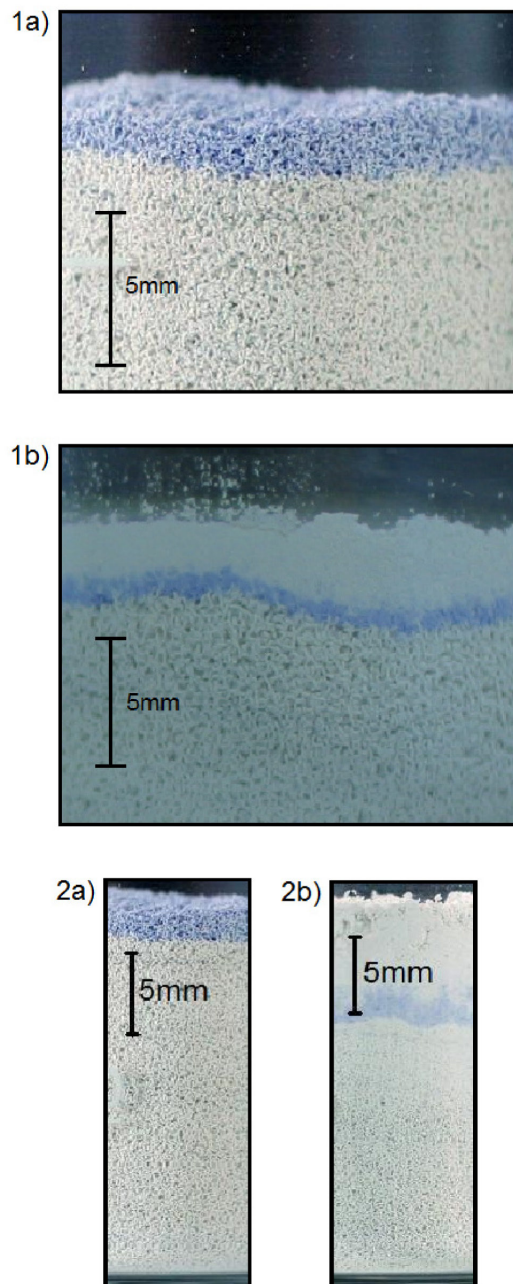


Abbildung 6.14: 1a, 2a: Es werden Staubagglomerate mit  $\phi = 0.14$  durch sehr langsam (sub m/s) fallende Teilchen hergestellt; 1b: Veränderung des Agglomerats durch die Kollision mit 0,25 mm großen Staubteilchen bei 6 m/s; 2b: Veränderung des Agglomerats durch die Kollision mit 1,2 mm großen Staubteilchen bei 6 m/s; Eine Übergangszone bzgl. der Dichte des Agglomerats ist nur einige mm groß. Abhängig davon, ob das entstehende Agglomerat nacheinander von Projektilen verschiedener Geschwindigkeitsprofile getroffen wird, kann bereits ein cm-großes Staubagglomerat oder ein Planetesimal durch mehrere Zonen von Volumenfüllfaktoren klassifiziert werden. In diesem Beispiel, in einen hoch porösen Kern und eine viel dichtere Schale (Meisner u. a., 2012).

hat. Abb. 6.14 2b zeigt die Veränderung eines hochporösen Agglomerats, auf welches Staubprojekteile der durchschnittlichen Größe von 1,2 mm mit 6 m/s aufprallen und eine einige mm-dicke Schicht oberhalb der eingefärbten Grenzschrift aufbauen. Gegenüber des Aufpralls von gleichen kleinen Staubteilchen, aus denen das Agglomerat selbst aufgebaut ist, vermögen größere Staubprojekteile eine größere Kompressionszone beim ursprünglichen Agglomerat hervorzurufen. Diese ist bei diesem Beispiel ungefähr 6,5 mm dick. Dies ist auch hier wieder mit einer größeren kinetischen Energie erklärbar, welche die größeren Staubprojekteile (mehr Masse) besitzen. Mit höherer Energie lässt sich bis zu einer gewissen Tiefe das Agglomerat leichter restrukturieren und kompaktieren. Trotzdem ist auch unter dieser Kompressionszone wiederum, wie beim vorigen Beispiel, zu erkennen, dass das Agglomerat seine körnige und von Poren durchzogene Struktur behalten hat. Bislang kann die Beobachtung der Veränderung des Volumenfüllfaktors abhängig von der Kollisionsgeschwindigkeit nur qualitativ stattfinden. Jedoch lässt sich aus diesen getätigten Beobachtungen für cm-große Agglomerate eine Kern-Mantel-Struktur bezüglich des Volumenfüllfaktors ableiten. Für die zusätzlich, durch 6 m/s schnelle Teilchen, gebildete Mantelschicht wird ein Volumenfüllfaktor von  $\Phi \sim 0,31$  erwartet, wie aus den Messungen in Abb. 6.13 erkennbar ist. Falls, wie in diesem Fall, hochporöse Agglomerate auf kleinere Staubteilchen in einem höherem Geschwindigkeitsregime (hier bis zu 6 m/s) treffen, als ursprünglich für den Aufbau derselbigen benötigt war, so können diese ihre hoch poröse Struktur als Kerne behalten und weiter im Volumen wachsen.

## 6.5 Folgerungen

Die in diesem Kapitel dargestellten Experimente liefern Ergebnisse zu den mechanischen Eigenschaften des polydispersen Staubmaterials, welcher bezüglich seiner Größenverteilung typisch für das Vorkommen in protoplanetaren Scheiben ist. Die mechanischen Eigenschaften, welche hier untersucht wurden, sind die Druckfestigkeit, die Zugfestigkeit und der Elastizitätsmodul. Bei Agglomeraten bestehend aus granularen Material, wie bei dem verwendeten Staub, sind diese Parameter nicht einfach zu messen. Es bedarf einiges an Geschick um die Staubagglomerate entsprechend zu präparieren und die erforderlichen Drücke auf sie wirken zu lassen. Somit konnte noch keine experimentelle Datenreihe bezüglich der Scherfestigkeit in Abhängigkeit des Volumenfüllfaktors einzelner Staubagglomerate erstellt werden. Diese steht noch aus.

Die hier ermittelten mechanischen Eigenschaften können, wie eingangs in diesem Kapitel erwähnt, als Inputparameter in SPH-Simulationen eingesetzt werden. Die Konsequenzen dieser Simulationen, welche die in dieser Arbeit ermittelten Parameter verwenden, müssen noch abgewartet werden. Die Klassifikation der Fließfähigkeit granularer Materie und die Fließfunktion, welche für die hier verwendeten Staubagglomerate ermittelt wurde, zeigt die Druckfestigkeit in Abhängigkeit der Vorfestigung eines Agglomerats. Beobachtungen, wonach Staubagglomerate geringerer Volumenfüllfaktoren (Vorverfestigung) bei Kollisionen leichter Energie in die Kompaktierung umsetzen können als Agglomerate höherer Dichte (Beitz u. a., 2011), decken sich mit in dieser Arbeit ermittelten Klassifizierungen. Die Ergebnisse in Kollisionsexperimenten von zwei Staubagglomeraten bezüglich Haftung, Abprallen und Fragmentation können, auch ohne genaue Simulationen, anhand der vorhandenen Volumenfüllfaktoren und den korrespondierenden Festigkeiten vorherge-

sehen werden. Die im vorigen Kapitel 5 dargestellten Ergebnisse der Kollisionen zwischen zentimetergroßen Staubagglomeraten sind nun noch besser nachzuvollziehen. Ein Agglomerat übersteht eine Kollision mit einem geringfügig instabileren Agglomerat und kann noch Masse vom fragmentierenden Agglomerat akkretieren. Die Volumenfüllfaktoren der kollidierenden Staubagglomerate liegen in denselben Bereich, wie jene, für die die Zugfestigkeit ermittelt wurde. Die exponentielle Abhängigkeit der Zugfestigkeit vom Volumenfüllfaktor, wie in Abb. 6.6 ersichtlich ist, liefert eine qualitative Erklärung. Eine kleine Änderung des Volumenfüllfaktors des Agglomerats ändert beträchtlich die Stabilität des Agglomerats. Damit ist die Porosität oder die Entwicklung der Porosität der Staubagglomerate in protoplanetaren Scheiben ein Parameter von entscheidender Bedeutung innerhalb der Entwicklung von Planetesimalen. Die in diesem Kapitel ermittelte Abhängigkeit der Zugfestigkeit vom Volumenfüllfaktor kann bereits mit Seizinger u. a. (2013) verglichen werden. Bei Seizinger u. a. (2013) wird mit Hilfe von Molecular Dynamics-Simulationen inklusive Adhäsionskräften, Roll-, Gleit- und Drehreibung das Auseinanderbrechen von Staubagglomeraten analysiert. Wie bei der Durchführung des „Brazilian“-Tests, liefern die Simulationen, abhängig vom Volumenfüllfaktor der Staubsamples, Werte der Zugfestigkeit von wenigen 1000 Pa. Experimentelle Messungen bezüglich des Schermoduls von Staubagglomeraten in Experimenten stehen noch aus und sollten Bestandteil künftiger Arbeiten sein. Die experimentellen Messungen der mechanischen Eigenschaften wie die Zugfestigkeit sind bei granularer Materie an sich nicht einfach zu bewerkstelligen. Jedoch existieren in der Industrie und Forschung auch zur Messung von Schermoduln sogenannte Ringschergeräte (Schulze, 2009). Bei Seizinger u. a. (2013) liegen auch zur Scherfestigkeit bereits Simulationsergebnisse vor und diese werden mit Werten zwischen 1000 Pa und 4000 Pa bei einem Füllfaktorintervall von 0,35 bis 0,5 angegeben. Genauso wie die in dieser Arbeit vorliegenden experimentell ermittelten Werte stehen die Daten von Seizinger u. a. (2013) auch künftigen SPH-Simulationen zur Verfügung.

Die Schallgeschwindigkeit wird in dieser Arbeit als Zwischenergebnis gemessen, um den Elastizitätsmodul bei verschiedenen Volumenfüllfaktoren zu bestimmen. Die Höhe der Schallgeschwindigkeit in granularer Materie ist jedoch auch bei Forschungsgruppen außerhalb der Planetenentstehung Gegenstand der Forschung. Die in dieser Arbeit getätigten Messungen können mit anderen Ergebnissen verglichen werden. Wie schnell sich Schallwellen in Staubagglomeraten ausbreiten hat Auswirkungen auf die Modelle von Staubkollisionen. Die in dieser Arbeit bei den jeweiligen Agglomeraten bestimmter Porositäten gemessenen Schallgeschwindigkeiten schwanken zwischen 80 m/s und 140 m/s bei Normalumgebungsdruck. Dies sind sehr viel geringere Geschwindigkeiten als bei Festkörpern. Werden die unterschiedlichen Eigenschaften der Staubagglomerate berücksichtigt, so sind die numerischen Simulationen von Paszun u. Dominik (2008) und Ringl u. Urbassek (2012) innerhalb einer Magnitude konsistent mit den hier ermittelten Werten der Schallgeschwindigkeiten. Im Modell für protoplanetare Scheiben von Weidenschilling u. Cuzzi (1993) werden Werte für die Kollisionsgeschwindigkeit von Staubagglomeraten um etwa 50 m/s vorhergesagt. Diese Geschwindigkeit liegt noch unterhalb der hier ermittelten Werte für die Schallgeschwindigkeit. In protoplanetaren Scheiben mit größerer Turbulenz werden jedoch wiederum höhere Kollisionsgeschwindigkeiten erwartet. Dies kann wiederum Einfluss auf die Kollisionen zwischen den Staubagglomeraten haben. Weitere Messungen der Schallgeschwindigkeiten sollten aufgrund der in Abschnitt 6.3.2 beschriebenen

Unsicherheiten in kommenden Arbeiten folgen.

Die multiplen Impakte und die Auswirkungen auf die Porosität wachsender Agglomerate, welche in dieser Arbeit analysiert werden, stehen im Einklang mit den Ergebnissen bei Teiser u. a. (2011a). Bei beiden Experimentreihen ergibt sich ein Limit für den Volumenfüllfaktor bei Kollisionsgeschwindigkeiten der Projektile über 5 m/s. Die in dieser Arbeit verwendeten Staubprojekte weisen im Vergleich zu Teiser u. a. (2011a) etwa 100-fach größere Massen auf. Damit sind die Massen der kollidierenden Projektile auch mit jenen vergleichbar, welche bei Kothe u. a. (2010) benutzt wurden. Bei Kothe u. a. (2010) konnten im Vergleich zu dieser Arbeit und Teiser u. a. (2011a) mit  $\Phi = 0,4$  bei Geschwindigkeiten  $v = 6$  m/s und  $\Phi = 0,6$  bei  $v = 10$  m/s viel höhere Volumenfüllfaktoren der aufbauenden Agglomerate festgestellt werden. Die Erklärung dieser vermeintlichen Diskrepanz ist die Art der Realisierung der Kollisionen. Trafen bei Kothe u. a. (2010) die Projektile immer auf dieselbe Stelle des entstehenden Agglomerats, handelt es sich in dieser Arbeit um multiple Kollisionen der Projektile auf immer unterschiedliche Orte des entstehenden Agglomerats. Übertragen auf die Entwicklung von Staubagglomeraten in protoplanetaren Scheiben bedeuten diese zwei Fälle folgende Szenarien: Staubagglomerate können (lokal) höhere Volumenfüllfaktoren aufweisen, wenn diese sehr irregulär geformt sind und deutlich erkennbare Ausläufer oder Fortsätze haben und daher die Wahrscheinlichkeit groß ist, dass eine bestimmte Stelle des Agglomerats häufig mit Projektilen kollidiert. Durchquert ein wachsendes und eher symmetrisch geformtes Agglomerat eine Wolke von kleineren Staubteilchen, so sind die Kollisionen der auftreffenden Projektile auf der Oberfläche des Agglomerats zufällig verteilt und es sind die Werte  $\Phi = 0,31 \pm 0,01$  aus der vorliegenden Arbeit zu erwarten. Der Wert ist mit  $\Phi = 0,32$  aus Teiser u. a. (2011a) absolut vergleichbar.

Aus den qualitativen Beobachtungen bezüglich der Kollisionen von Projektilen ( $v = 6$  m/s) mit hochporösen Agglomeraten, ist vorstellbar, dass zentimetergroße Agglomerate, welche beständig auf kleinere (hier  $250 \mu\text{m}$  bis  $1,2 \text{ mm}$ ) Staubteilchen treffen, weiter anwachsen. Sie bleiben jedoch in ihrem Kern sehr porös und nehmen nach außen hin in einer Schichtstruktur in ihrer Dichte zu. Da die Agglomerate in ihrer Masse anwachsen, geraten diese auch in immer höhere Geschwindigkeitsregime. Die Volumenfüllfaktoren der entstehenden Schichten sind abhängig von der Kollisionsgeschwindigkeit der auftreffenden kleineren Teilchen. Das Diagramm in Abb. 6.13 kann hierbei auch für eine Bestimmung der Volumenfüllfaktoren der Schichten innerhalb eines Staubagglomerates dienen. Allerdings lässt sich nicht mehr nur allein mit einem bestimmten Volumenanstieg oder eines absoluten Volumens auf die Masse und damit auf die Relativgeschwindigkeit des anwachsenden Agglomerats bezüglich der kleineren Projektile schließen. Denn gerade die Masse wird durch die poröse Struktur überschätzt. Daraus resultiert, dass die Ankoppelzeit  $\tau$  in Gleichung 2.4 ebenso überschätzt wird. Ein Staubagglomerat mit poröser Struktur besitzt somit eine geringere Ankoppelzeit und damit geringere Relativgeschwindigkeiten gegenüber kleineren Staubprojekten als zum Beispiel beim Modell von Weidenschilling u. Cuzzi (1993). Sind die Relativgeschwindigkeiten der kollidierenden Staubagglomerate geringer, können auch größere als bisher angenommene Agglomerate, stabil gegenüber Kollisionen bei dann nicht ganz so hohen Kollisionsenergien (bei moderaten Geschwindigkeiten  $< 6$  m/s) sein. Bei diesem Szenario können sie zumindest solange weiter als bisher für möglich gehalten in ihrem Volumen wachsen bis die Masse doch erreicht ist, um sie auf entsprechend hohe Geschwindigkeitsregime zu bringen, sodass sie doch in Kollisionen mit

kleineren Projektilen fragmentieren können. Mit Hilfe der Simulationen bei Geretshauser u. a. (2011b) wurde gezeigt, dass die mechanischen Eigenschaften dieser Kern-Mantel-Struktur der Agglomerate sich mit dem Verhältnis der Massen von Kern und Mantel ändern, jedoch die Festigkeit oder Porosität der äußersten Schale die Eigenschaften am meisten dominiert. Somit hat diese Kern-Mantel-Struktur auch nur geringfügige Auswirkungen auf die Ergebnisse von Kollisionen bezüglich von Fragmentationsgrenzen.

Bislang wurde in dieser Arbeit verdeutlicht, dass zentimetergroße Agglomerate, welche mit weniger stabilen Agglomeraten kollidieren, auf Kosten jener Wachstum erfahren. In früheren Experimenten bei Wurm u. a. (2005b) und Teiser u. a. (2011b) konnte bereits das Wachstum von Agglomeraten mit einem Volumenfüllfaktor von  $\Phi = 0,31$ , welche mit kleineren (und nach dem Modell von Windmark u. a. (2012) damit auch niedrigeren Füllfaktoren) Hochgeschwindigkeitsprojektilen kollidierten, gezeigt werden. Bei diesen Experimenten handelte es sich um einzelne Einschläge von Projektilen. Um das Wachstumsmodell von Windmark u. a. (2012) bei Kollisionen zwischen zentimetergroßen Agglomeraten und kleineren Projektilen auch unter kontinuierlichen multiplen Kollisionen zu bestätigen, werden die Experimente im folgenden Kapitel 7 durchgeführt und analysiert.

# Kapitel 7

## Hochgeschwindigkeitskollisionen (bis 70 m/s) von $\mu\text{m}$ -großen Staubaggregaten

Kollisionen von submm-großen Staubagglomeraten mit cm-großen Staubagglomeraten bei hohen Geschwindigkeiten (bis 70 m/s) sind bislang unzureichend untersucht und verstanden, um entscheidende Aussagen bezüglich des Wachstums von Planetesimalen zu treffen. In diesem Kapitel werden daher vor allem die Auswirkungen von multiplen Kollisionen bezüglich Akkretion und Erosion analysiert. Dafür wird zunächst dargestellt, wie Kollisionsgeschwindigkeiten bis zu 71 m/s realisiert werden. Am Ende der Analyse werden die Ergebnisse der Kollisionen bezüglich der Akkretionseffizienz der entstehenden Staubagglomerate präsentiert. Zusätzlich liefern weitere Analysen Hinweise auf weiteres Wachstum von Planetesimalen durch reakkretionsbedingtes Aufsammeln von kleineren Staubteilchen bei Geschwindigkeiten bis zu 50 m/s.

### 7.1 Experimentaufbau und Kalibrationen

Es wird dargestellt, wie Salven, bestehend aus bis zu 71 m/s schnellen submm-großen Staubteilchen, bewerkstelligt werden. Auch Massenverteilungen der Staubteilchen werden berechnet.

#### 7.1.1 Experimentaufbau

Die Grundidee ist, dass der Staub in einem außen liegenden Kanal einer Zentrifuge beschleunigt wird. Durch die Rotation der Zentrifuge wirkt die Zentrifugalkraft, die den Staub nach außen presst. Die Zentrifuge wird außen von einem Maschendraht begrenzt, durch den der Staub austreten kann und in Tangentialrichtung an dem jeweiligen Ort des Austritts an der Zentrifuge wegfällt. Die Tangentialgeschwindigkeit  $v$  berechnet sich nach

$$\vec{v} = \vec{\omega} \times \vec{r} \quad (7.1)$$

mit der Winkelgeschwindigkeit  $\omega$  und dem Radius (Entfernung zur Drehachse)  $r$ . Die Zentrifuge selbst befindet sich auf einer rotierbaren Achse im Zentrum einer vertikal auf-



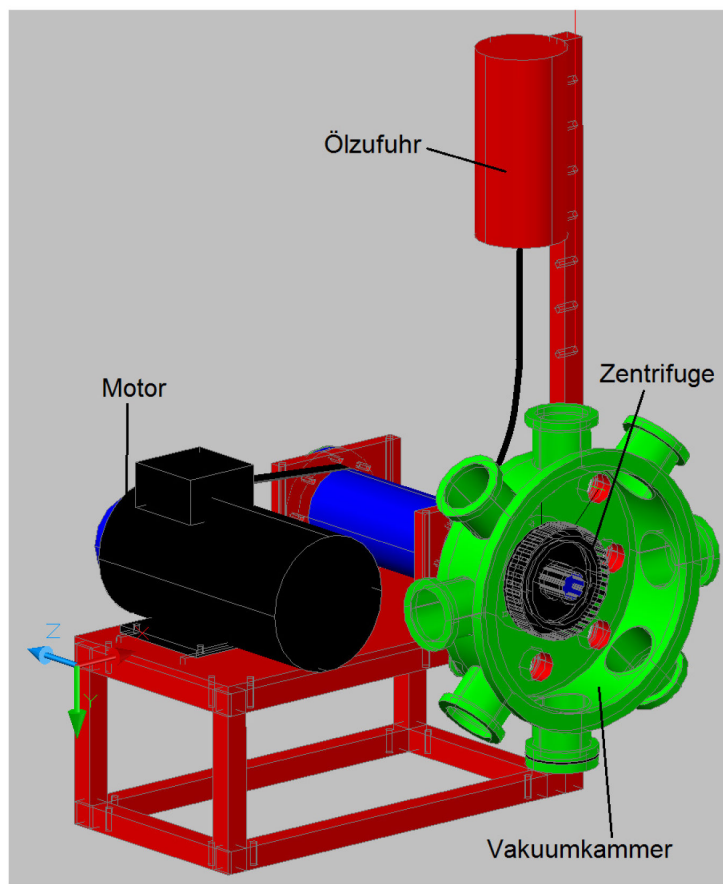


Abbildung 7.1: Durch einen Motor mit einer Übersetzung wird eine Achse zu schnellen Rotationen angetrieben. Auf der Achse sitzt im Zentrum einer Vakuumkammer eine Zentrifuge. In einem außen liegenden Kanal der Zentrifuge befindet sich Staub, welcher während der Rotation seitlich und tangential von der Zentrifuge ausgeworfen wird.

gestellten kreisrunden Vakuumkammer und hat einen Radius von 7,5 cm. Der komplette Versuchsaufbau ist in Abb. 7.1 verdeutlicht. Die Achse wird von einem Motor mit einer Übersetzung angetrieben. Innerhalb der Kammer beträgt der Druck 30 Pa bis 80 Pa. Der Staub wird aus der Zentrifuge ausgeworfen und prallt auf aufgestellte Targets. In der Abb. 7.2 wird die Befüllung der Zentrifuge und der Auswurf des Staubes näher erklärt. Der Kanal wird während des Betriebs der Zentrifuge von außerhalb mit einem Staubreservoir befüllt. Dazu dient ein Rohr, welches an die Stellen A und B des Kanals (in Abb. 7.2 ersichtlich) heranführt und von außerhalb der Vakuumkammer mit Staub befüllt wird. Unterbrochen wird der Zugang zum Kanal von einem Ventil, welches zunächst noch nicht geöffnet ist. Der Staub sammelt sich vor dem Ventil und wird bei einem Druck zwischen 30 Pa und 80 Pa innerhalb der Vakuumkammer in den Kanal der Zentrifuge befördert, wenn das Ventil geöffnet wird. Das Gas (Normaldruck  $10^5$  Pa), welche sich auch vor dem Ventil befindet, reißt den Staub mit sich. Der Druck in der Vakuumkammer steigt kurz auf etwa einige  $10^3$  Pa an, fällt jedoch innerhalb der nächsten Sekunden wieder auf 30 Pa bis 80 Pa ab. Der Staub wird von der Rotation der Zentrifuge mitgeführt und tangential ausgeworfen, sobald dieser die äußeren Stege und Maschen des Drahtgitters der Zentrifuge



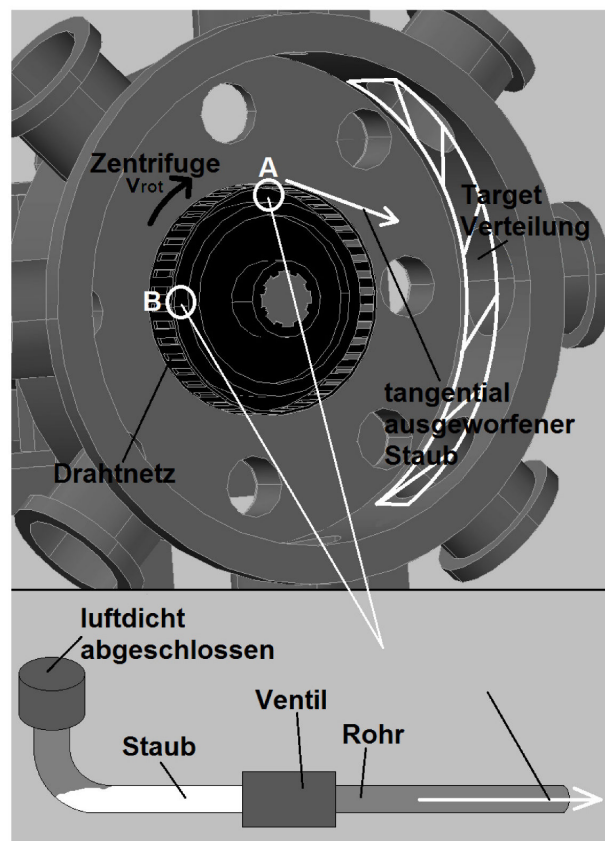


Abbildung 7.2: In einer zylinderförmigen Vakuumkammer rotiert eine Zentrifuge. An den mit A und B markierten Stellen des Kanals wird in mehreren Vorgängen Staub angesaugt. Dies geschieht durch die Befüllung eines Rohres mit Staub außerhalb der Vakuumkammer, welches durch ein Ventil unterbrochen ist. Wird das Ventil geöffnet, so wird durch den Druckgradienten der Staub in den Kanal der Zentrifuge mitgerissen. Der Staub wird wiederum tangential durch das Drahtnetz der Zentrifuge hinaus katapultiert und trifft auf die innere Oberfläche der Kammer, auf welcher Targets aufgebaut werden können. (Meisner u. a., 2013)

erreicht. Die größte Menge vom ausgeworfenen Staub findet sich in Form einer Staubwulst wieder, welche sich an der Innenwand der Vakuumkammer rundherum ausprägt (siehe Abb. 7.2). Das Massenmaximum des ausgeworfenen Staubes befindet sich  $135^\circ$  in Rotationsrichtung von dem jeweiligen Ort (A oder B in Abb. 7.2) der Staubinjektion entfernt. Der Deckel und die äußere Wand der Vakuumkammer besitzt Fenster und Flansche, welche benutzt werden können, um Targets zu montieren und die fliegenden Staubteilchen bzw. den auf den Targets auftreffenden Staub zu beobachten. Die Beobachtung geschieht mit einer Hochgeschwindigkeitskamera, die in der Lage ist, bis zu 8443 Bilder/s zu erstellen. Für die Beobachtung der Staubteilchen und der Ziele auf welche diese treffen, wird stets eine lineare Kameraanordnung senkrecht zur Flugrichtung realisiert. Bei den Kollisionsexperimenten im nächsten Abschnitt wird die Kamera stets so gedreht, dass die Flugrichtung der ausgeworfenen Staubteilchen der z-Achse entspricht. Das Ziel auf welches die Teilchen treffen oder die Oberfläche eines bereits aufgebauten Targets wird

mittels einer x-y-Ebene dargestellt, wobei die y-Achse in Richtung der Sichtlinie zeigt. Abb. 7.9 im Abschnitt 7.2 stellt dieses Koordinatensystem mit einer Auftrefffläche für die ausgeworfenen Staubteilchen als ein Beispiel dar. Um die anfliegenden Staubteilchen oder das Ziel auf welches die Teilchen treffen zu beobachten, werden verschiedene Lichtquellen benutzt. Es wird kontinuierliches Licht von Halogenlampen wie auch Blitzlicht von Xenonblitzlampen eingesetzt.

### 7.1.2 Kalibrationen

Als erstes wird die Geschwindigkeit des Staubs in Abhängigkeit der Frequenz der Zentrifuge bzw. des Motors untersucht. Die Tangentialgeschwindigkeit der ausgeworfenen Staubteilchen hängt wie in Gleichung (7.1) dargestellt von der Frequenz bzw. Winkelgeschwindigkeit der Zentrifuge ab. Für viele folgende Experimente ist es vorteilhaft, zu wissen, welche Geschwindigkeiten die Teilchen bei eingestellter Motorfrequenz besitzen. Die Motorfrequenz wird zunächst auf 50 Hz begrenzt. Die einmalige Messung des linearen Verlaufs der Funktion  $v(f)$  erlaubt nachfolgend für alle weiteren Experimente eine Angabe der Geschwindigkeiten der Staubteilchen, ohne diese immer jeweils neu bestimmen zu müssen. Es gilt:

$$v_t(f_z) = \omega \cdot r = 2\pi f_z \cdot r \quad (7.2)$$

mit  $v_t$  als Tangentialgeschwindigkeit, der Frequenz der Zentrifuge  $f_z$  und Radius  $r$ . Die Frequenz des Motors und die Frequenz der Zentrifuge hängen durch Übersetzung wie folgt voneinander ab:

$$f_m = \frac{100}{60} f_z \quad (7.3)$$

mit  $f_m$  als Motorfrequenz und  $f_z$  als Zentrifugenfrequenz. Der Staub wird mittels des Rohres an der Position A der Zentrifuge in den rotierenden Kanal befördert. Somit wird die Kamera an der Mitte der rechten Seite an ein Fenster positioniert, um die Staubteilchen im Flug zu beobachten. Um die Geschwindigkeit der Teilchen zu messen, werden Blitzlampen für die Beleuchtung der von der Zentrifuge wegfliegenden Teilchen benutzt. Die Blitzlampen leuchten den von der Zentrifuge wegfliegenden Staub seitlich an. Mit Hilfe der Blitzlampen werden Doppelbelichtungen auf den Bildern der Videos erzeugt. Eine Bildrate von 500 Bildern/s reicht aus, um auf vielen Einzelbildern den herausgeschleuderten Staub zu erkennen. Auf den Bildern der Videos sind Segmente von Staubringen zu erkennen (7.3). Diese kommen durch die unterschiedlichen Auswurfstellen des Staubes an der Zentrifuge zustande. Der Staub wird tangential vom Rand der Zentrifuge weggeschleudert und nimmt während des Fluges eine Bogenform an. Die Verzögerungszeit der Lichtblitze bewegt sich zwischen  $60 \mu\text{s}$  und  $200 \mu\text{s}$ , abhängig davon, bei welcher Geschwindigkeit der Teilchen, zwei Bogenformationen noch messbar voneinander getrennt werden können. Wie in Abb. 7.3 zu sehen ist, können die Abstände zwischen zwei gleichen Bogenformationen gemessen werden und mit einer Referenzlänge (ein Stück kariertes Papier, 5 mm Kästchen) in Bezug zur Verzögerungszeit gesetzt werden. Beginnend bei einer Motorfrequenz  $f_m$  von 10 Hz werden in Schritten von 5 Hz bis zu  $f_m = 50 \text{ Hz}$  die Geschwindigkeiten des Staubes gemessen. Die Teilchen befinden sich jedoch nicht immer in der Fokusebene. Um den Messfehler zu minimieren, werden pro Frequenz zwischen 20 und 30 Abstandsmessungen durchgeführt, der Mittelwert und die Standardabweichung bestimmt. Das Ergebnis ist in Abb. 7.4 zu sehen. In der Abb. 7.4 sind die Geschwindig-

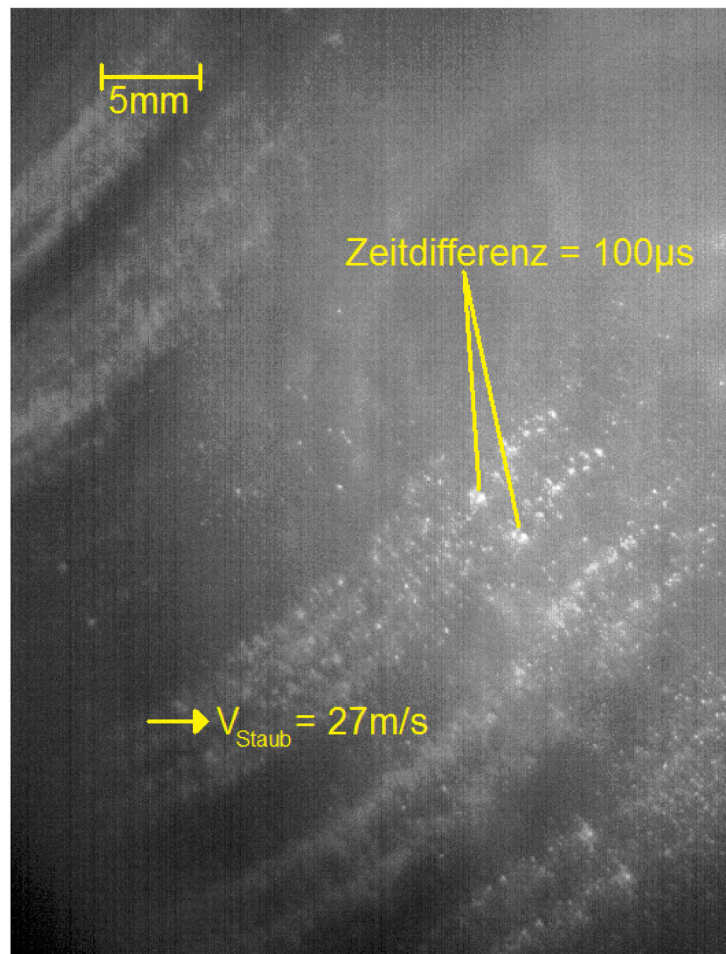


Abbildung 7.3: Bildauszug eines Videos mit doppeltbelichteten Staubsalven, welche von der Zentrifuge weggeschleudert werden. Mittels vorher ermittelter Verzögerung der Belichtungen und einer Referenzlänge kann die Geschwindigkeit der Staubteilchen ermittelt werden, indem die Länge zwischen zwei gleichen Partikelformationen gemessen wird. Die Zentrifuge befindet sich hier außerhalb des Bildes oben links. (Meisner u. a., 2013)

keiten gegen die Rotationsfrequenz der Zentrifuge bzw. gegen die Übersetzungsfrequenz des Motors aufgetragen. Es ist hierbei ersichtlich, dass erst ab einer gewissen Mindestumdrehungszahl der Zentrifuge eine genügend große Tangentialgeschwindigkeit erreicht wird, sodass der Staub aus dieser ausgeworfen wird. Dafür muss die Zentrifuge eine Frequenz von 7,1 Hz überschreiten. Die Fehler der Messungen betragen zwischen 0,5 m/s und 1 m/s. Wie erwartet zeigt die frequenzabhängige Geschwindigkeit einen linearen Verlauf, welcher von der Funktion

$$v(f) = 0.65 \text{ [m]} \cdot f - 4.64 \text{ [m/s]} \quad (7.4)$$

sehr gut beschrieben wird. Diese Funktion wird zukünftig benutzt, um die Kollisionsgeschwindigkeit von Staubteilchen bei einer zuvor beliebig festgestellten Motorfrequenz zu bestimmen. Um noch höhere Geschwindigkeiten für die Staubteilchen zu realisieren, wird das Limit der Motorfrequenz auf bis zu 84 Hz heraufgesetzt. Für die Motorfrequenz von 70 Hz berechnet sich nach obiger Formel eine Geschwindigkeit der ausgeworfenen

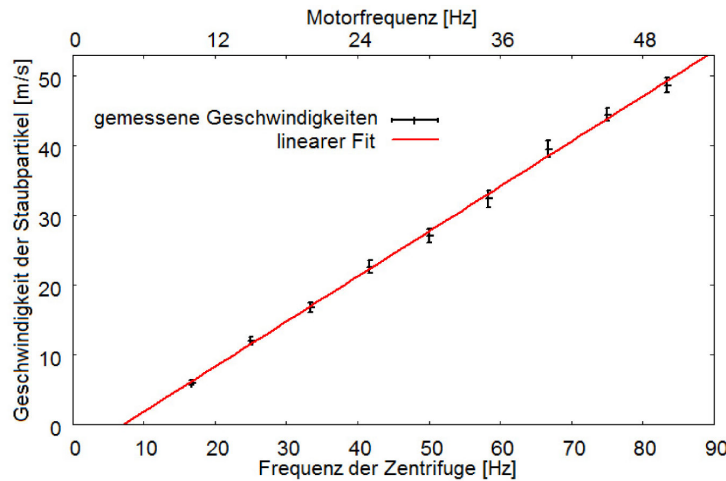


Abbildung 7.4: Die Geschwindigkeit der Staubteilchen ist linear abhängig von der Motor- bzw. Zentrifugenfrequenz. Die lineare Funktion hat eine Steigung von 0,65 m bezüglich der Frequenz der Zentrifuge. (Meisner u. a., 2013)

Staubteilchen von 71,2 m/s.

Zusätzlich ist als zweite Kalibration eine Größenverteilung der Staubteilchen zu ermitteln. Mittels der Dichte ( $\rho = 2.6 \text{ g/cm}^3$ ) und eines angenommenen Volumenfüllfaktors von 0,32 der ausgeworfenen Staubteilchen wird die Größenverteilung zu einer Massenverteilung der Teilchen erweitert. Der angenommene Wert für den Volumenfüllfaktor wurde bereits als typischer Wert in Meisner u. a. (2012); Teiser u. a. (2011a) für lokal verdichtete Staubagglomerate ermittelt und wird als Schätzung für die Massen der einzelnen Staubteilchen benutzt.

Um die Teilchen in den jeweiligen Salven zu detektieren und deren Größen zu vermessen, wird die Hochgeschwindigkeitskamera mit einem Mikroskopobjektiv versehen. Somit wird die erforderliche Auflösung erreicht. Hierbei wird sehr große Helligkeit benötigt. Dafür wird eine Halogenlampe benutzt, welche die Staubsalven von hinten beleuchtet und es werden Schattenbilder produziert. Es werden Videos bei Rotationsfrequenzen der Zentrifuge von 15 Hz, 30 Hz und 50 Hz (entsprechen Geschwindigkeiten von 12 m/s, 27,1 m/s und 48,7 m/s) aufgenommen, um Teilchengrößen bzw. -massen zu analysieren. Die Bildrate beträgt hierbei erneut 500 Bilder/s. Ein dünner Draht (Dicke: 0,54 mm) dient als Referenzlänge.

Um die Anzahl der Teilchen mit dem Programm ImageJ zu bestimmen, erfolgt zunächst, wie in Abb. 7.5 gezeigt, eine Bildprozessierung. Es wird ein Bild aus der jeweiligen Videosequenz ausgewählt, welches eine Salve von anfliegenden Staubteilchen zeigt (Abb. 7.5 1a). Zusätzlich wird auch ein Bild der Videosequenz benötigt, auf dem (noch) keine anfliegenden Teilchen zu sehen sind (Abb. 7.5 1b). Von beiden Bildern wird der Hintergrund abgezogen (Abb. 7.5 2a, 2b). Damit Staubpartikel, welche sich auf dem Objektiv ständig an derselben Stelle befinden, nicht mitgezählt werden, wird von den beiden bearbeiteten Bildern ein Differenzbild erstellt und invertiert (Abb. 7.5 3). Nun kann ein Binärbild als Modell für dieses erzeugt werden (Abb. 7.5). Hierfür wird die Stufe für die Schwarz/Weiß-Grenze dermaßen eingerichtet, dass möglichst viele, der mit dem Auge erkennbaren Teilchen in dem Modell abgebildet werden. Jedoch muss darauf geachtet wer-



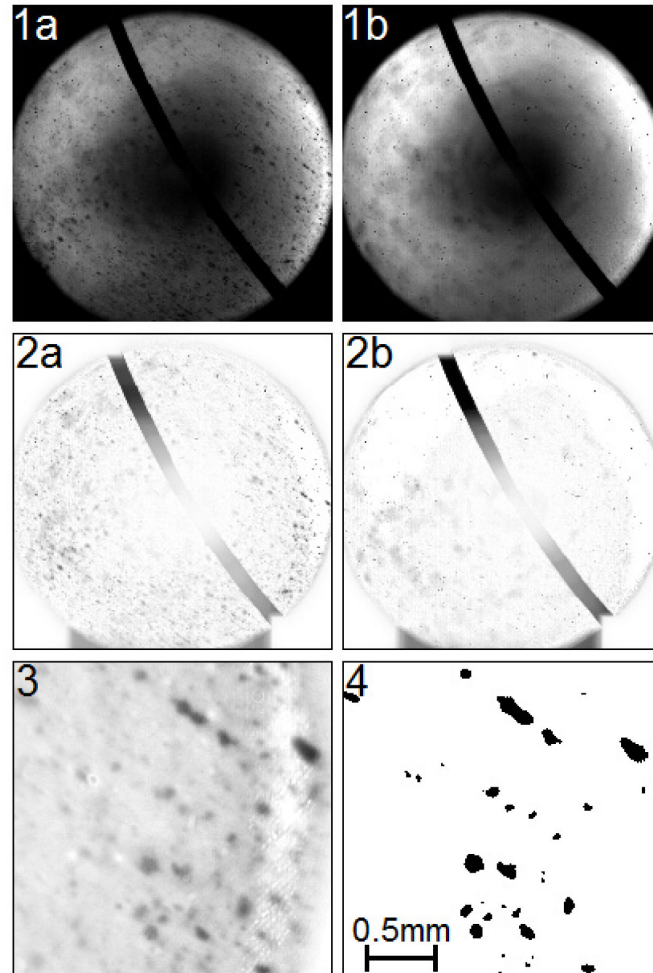


Abbildung 7.5: Prinzip der Bildprozessierung: Von einem Rohbild mit ausgeworfenen Staubteilchen (1a) und einem Rohbild ohne ankommende Staubsalve (1b) wird jeweils der Hintergrund abgezogen (2a und 2b). Ein dünner Draht (0,54 mm) dient als Referenzlänge. Von dem Bild mit ausgeworfenen Staubteilchen wird das Bild ohne die Staubteilchen abgezogen. Auf Bild 3 ist ein Ausschnitt der voneinander subtrahierten Rohbilder zu sehen, welches ausschließlich von der Zentrifuge weggeschleuderte Staubteilchen als dunkle Schatten zeigt. Nach der Bildprozessierung wird das Binärbild 4 erzeugt und benutzt, um die Größenverteilung der Teilchen zu berechnen. Der Maßstab von 0,5 mm gilt für die Bilder 3 und 4. Bilder 3 und 4 aus Meisner u. a. (2013)

den, dass die Größen der Teilchen, die sich in der Fokusebene befinden, nicht überschätzt werden. Ein Kompromiss muss hierbei eingegangen werden. Das ermittelte Schwarz/Weiß-Limit wird auf die jeweilige gesamte Videosequenz angewendet und ein Modellvideo erzeugt. Von diesem Modellvideo werden die Teilchen aller Einzelbilder mit ImageJ gezählt und die Größen ermittelt. Für die drei verschiedenen Rotationsfrequenzen der Zentrifuge werden zwischen 2400 und 7800 Teilchen mit dazugehöriger Querschnittsfläche  $A$  in Quadratpixel gezählt. Diese Querschnittsflächen werden mittels eines Konversionsfaktors  $C = 0,001138808 \text{ cm/px}$  (aus einer Referenzlänge) in einen Radius  $r$  in  $[\text{cm}]$  umgewandelt. Die Flächen werden in einer Näherung als Kreise und die Teilchen als Kugeln angesehen. Mit dem Radius wird das Volumen einer Kugel ( $V = \frac{4\pi}{3} r^3$ ) berechnet, welches wiederum mit einer Dichte  $\rho_{\text{SiO}_2} = 2,6 \text{ g/cm}^3$  und dem Volumenfüllfaktor  $\Phi = 0,32$  multipliziert wird. Das Ergebnis ist die Masse eines Teilchens in  $[\text{g}]$ :

$$m = \frac{4\pi}{3} \left( \sqrt{\frac{A}{\pi}} \cdot C \right)^3 \cdot \rho_{\text{SiO}_2} \cdot \Phi. \quad (7.5)$$

Die überaus häufig vorkommenden kleinsten noch aufzulösenden Teilchen haben eine Fläche von einem Quadratpixel. Das entspricht einem Durchmesser der Teilchen von rund  $13 \mu\text{m}$ . Damit sind sie nur marginal größer als es die Verteilung der Monomere, aus denen der Analogstaub besteht, zulässt. Die Massenverteilungen zu den jeweiligen Geschwindigkeiten der Teilchen ist in Abb. 7.6 doppellogarithmisch aufgetragen. Potenzfunktionen mit jeweiligen Exponenten  $-1,53$ ,  $-1,58$  und  $-1,57$  lassen sich an die Massenverteilungen anpassen. Die Vermutung, dass mit steigender Umlauffrequenz der Zentrifuge die Teilchen aus kleineren Bruchstücken bestehen, bestätigt sich in dieser Messung nicht. Eine Verschiebung zu kleineren Erwartungswerten für die Massenverteilungen bei steigender Frequenz bzw. Geschwindigkeit, findet nicht statt. Der Erwartungswert beträgt zwischen  $0,2 \mu\text{g}$  und  $0,4 \mu\text{g}$ . Folglich werden alle drei Verteilungen zu einer Verteilung addiert, welche in Abb. 7.7 zu sehen ist. Die doppellogarithmische Darstellung der Gesamtverteilung zeigt eine geringfügig höhere Steigung als die einzelnen Verteilungen bei den jeweiligen Geschwindigkeiten. Die Gesamtverteilung wird mit einer Potenzfunktion mit einem Exponenten von  $-1,6$  sehr gut beschrieben. Der Erwartungswert der Gesamtmassenverteilung liegt bei  $0,29 \mu\text{g}$ . Dieser Erwartungswert für die Masse eines einzelnen Staubteilchens entspricht einem Partikelradius von  $43,4 \mu\text{m}$ . Ab dem ersten Staubgrößenintervall mit der Anzahl 0 werden alle größeren Teilchen nicht mehr in den Fit der Potenzfunktion an die Daten mit einberechnet. Für die Erstellung der Potenzfunktion bei den logarithmischen Darstellungen in der Abb. 7.6 werden ausschließlich die kleinen Staubteilchen ( $m \leq 1,98 \mu\text{g}$ ,  $1,50 \mu\text{g}$  und  $2,07 \mu\text{g}$  bei  $v = 12,0 \text{ m/s}$ ,  $27,1 \text{ m/s}$  und  $48,7 \text{ m/s}$ ) in Betracht gezogen. Bei der Ermittlung der Potenzfunktion für die doppellogarithmische Gesamtverteilung in Abb. 7.7 werden nur die Teilchenmassen  $m \leq 2,88 \mu\text{g}$  mit einbezogen. Der Abfall der Teilchenanzahl sehr geringer Masse wird damit in den Plots in den Abb. 7.6 und 7.7 sehr gut durch die jeweilige Potenzfunktion beschrieben. Der Erwartungswert für die jeweiligen Verteilungen wird stets mit allen vorhandenen Daten berechnet.

Die Experimente zum Wachstum von Staubagglomeraten bei hohen Geschwindigkeiten (Abschnitt 7.3 in diesem Kapitel) werden auch mit größeren Staubprojektilen durchgeführt. Diese werden mit derselben Methode, wie oben dargestellt, erzeugt und deren Größen- und Massenverteilung analysiert. Um größere und massereichere Staubprojekte

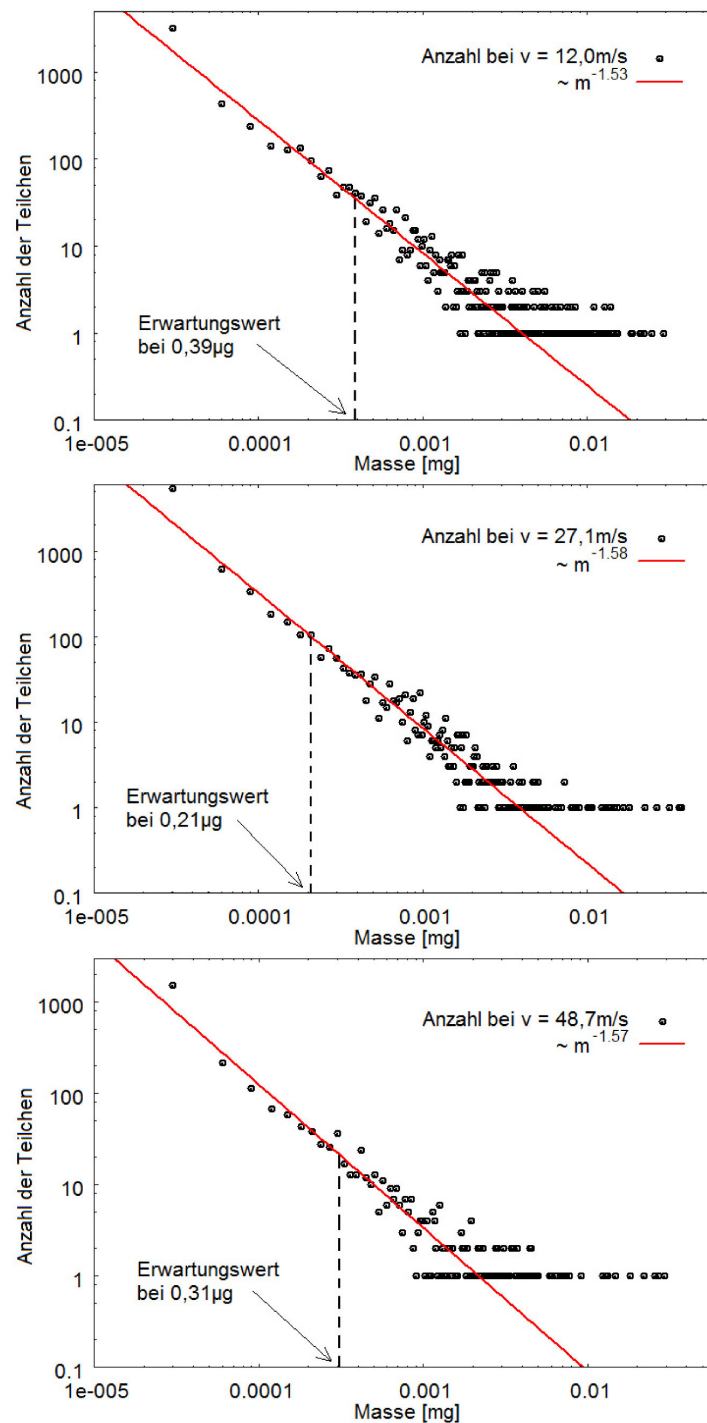


Abbildung 7.6: Massenverteilung des von der Zentrifuge hinauskatapultierten Staubes bei Geschwindigkeiten des Staubes von  $12,0 \text{ m/s}$ ,  $27,1 \text{ m/s}$  und  $48,7 \text{ m/s}$ . An die Massenverteilungen lassen sich Potenzfunktionen mit jeweiligen Exponenten zwischen 1,53 und 1,58 legen. Der Erwartungswert der Massenverteilungen zeigt keine Abhängigkeit von der Frequenz der Zentrifuge und damit von der Geschwindigkeit der Teilchen.

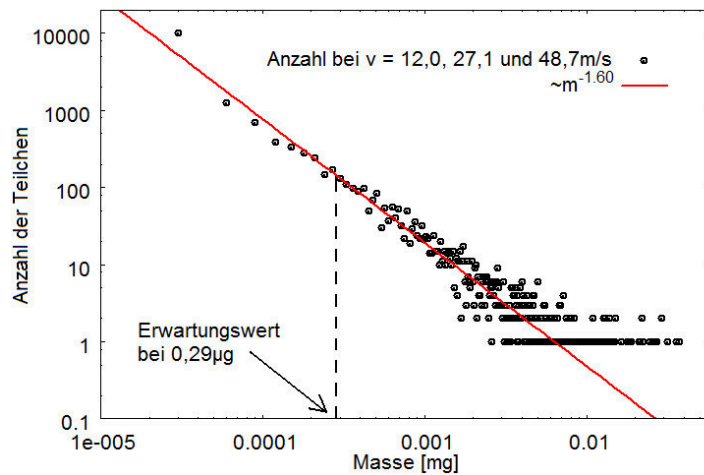


Abbildung 7.7: Da die Massenverteilung (die Erwartungswerte der Masse) nicht von der Umdrehungszahl der Zentrifuge abhängt, werden hier alle Daten zu einer Verteilung zusammengefasst. An die Massenverteilung lässt sich eine Potenzfunktion mit einem Exponenten von -1,6 legen. Der Erwartungswert der Masse der Teilchen liegt bei  $0.29 \mu\text{g}$ . (Meisner u. a., 2013)

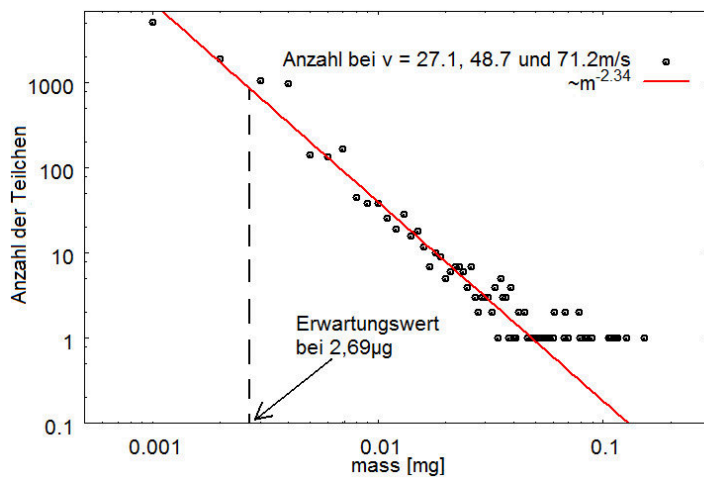


Abbildung 7.8: Die Massenverteilung der von der Zentrifuge ausgeworfenen Teilchen ohne Verwendung des Siebes. An die Massenverteilung lässt sich eine Potenzfunktion mit einem Exponenten von -1,9 legen. Der Erwartungswert der Masse der Teilchen liegt bei  $2.69 \mu\text{g}$ .

zu produzieren, wird das Sieb der Zentrifuge entnommen. Die Maschen, durch die die Staubeilchen der Zentrifuge bei fehlendem Sieb entweichen, besitzen eine Größe von  $4 \text{ mm} \times 26 \text{ mm}$ . Eine systematische Verschiebung der Erwartungswerte der Massenverteilungen bei steigender Frequenz der Zentrifuge ist auch hier nicht zu beobachten. Somit wird hier direkt die Gesamtmassenverteilung der Projektile in Abb. 7.8 gezeigt. Eine Potenzfunktion mit einem Exponenten von -2,34 wird an diese Gesamtverteilung angepasst. Die Anpassung einer Potenzfunktion an die Massenverteilung in Abb. 7.8 erfolgt auch



hierbei wieder ausschließlich mit den viel häufiger vorkommenden kleinen Teilchen ( $m \leq 42 \mu\text{g}$ ). Der Massenerwartungswert wird erneut mit allen vorhandenen Daten zu  $2,69 \mu\text{g}$  berechnet. Diese Masse entspricht einem Partikelradius von  $91,5 \mu\text{m}$ .

## 7.2 Erste Einschlagexperimente

Wie mit den zuvor durchgeführten Kalibrationen ermittelt wurde, können kleine Staubprojekte mit durchschnittlicher Masse von  $0,3 \mu\text{g}$  bzw.  $2,7 \mu\text{g}$  und durchschnittlichem Durchmesser von  $87 \mu\text{m}$  bzw.  $183 \mu\text{m}$  beschleunigt werden. Es werden erste Kollisionsexperimente bewerkstelligt mit Geschwindigkeiten von bis zu  $48,7 \text{ m/s}$ . Zunächst werden Agglomerate bei bestimmten Kollisionsgeschwindigkeiten aufgebaut und es soll hierbei die Reakkretion von Staubfragmenten beobachtet werden. Zudem werden die Geschwindigkeit der Fragmente im Verhältnis zur Projektilgeschwindigkeit bestimmt („Restitutionskoeffizienten“) und gegen diese aufgetragen.

### 7.2.1 Der Restitutionskoeffizient

Wie in Abb. 7.9 dargestellt, wird eine runde Plasticscheibe als Auftrefffläche für die ausgeworfenen Staubteilchen verwendet. Da die Auftrefffläche in der unteren Zone der Tar-

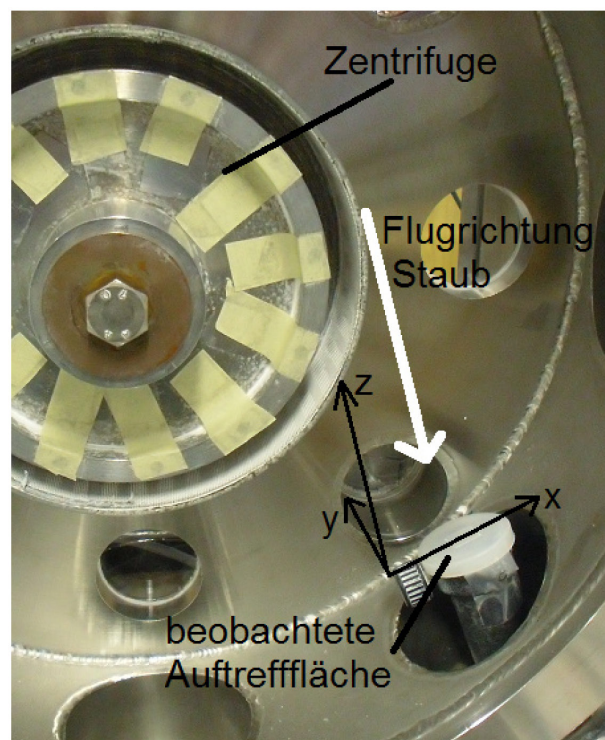


Abbildung 7.9: Der Staub wird mittels der Zentrifuge auf bestimmten Geschwindigkeiten beschleunigt und ausgeworfen. Die Staubteilchen treffen auf eine runde Plasticscheibe unterhalb der Zentrifuge. Die Bilder, welche mit einer Kamera aufgenommen werden, zeigen das Auftreffen der Staubteilchen in der x-z-Ebene. Die y-Achse zeigt in die Richtung der Sichtlinie.

getverteilung (siehe Abb. 7.2) eingebaut wird, kann der auf der Plastikscheibe bzw. Stauberfläche auftreffende Staub nicht ausschließlich durch primäre Haftung ein Agglomerat aufbauen. Es findet auch Reakkretion von Staubfragmenten statt, welche zunächst durch die Einschlüge erodieren, durch die Wirkung der Gravitation mit verminderter Geschwindigkeit wieder auf die Fläche zurückfallen und als sekundäre Teilchen haften. Der Einfluss der Gravitation soll in dieser Arbeit im nächsten Abschnitt genauer untersucht werden. In diesem Abschnitt werden die Trajektorien der einzelnen Fragmente mittels einer Hochgeschwindigkeitskamera beobachtet und analysiert. Das hierfür erforderliche Licht liefert wiederum eine Halogenlampe, die jedoch die einschlagenden Staubteilchen und das sich aufbauende Agglomerat hier direkt beleuchtet. Die Bildrate für diesen Versuch wird auf 2036 Bilder/s erhöht. Abb. 7.10 zeigt einen typischen Einschlag eines Staubprojektils mit einer Kollisionsgeschwindigkeit von 27,1 m/s. Zwei Fragmente sind hierbei markiert und ihre parabelförmigen Flugbahnen können mit fortschreitender Zeit nachvollzogen werden.

Bei einem realen Stoß zweier Körper erhält man eine Mischung aus elastischen und unelastischen Stoß. Der Restitutionskoeffizient ist ein Maß für den Energieverlust bei einem weder vollständig elastischen noch vollständig unelastischen Stoß zweier Objekte, welche nach dem Stoß intakt bleiben. Hierfür wird der Quotient aus der relativen Geschwindigkeit nach dem Stoß  $\Delta v_a$  und der Geschwindigkeit vor dem Stoß  $\Delta v_b$  berechnet:

$$C_R = \frac{\Delta v_a}{\Delta v_b} \quad (7.6)$$

mit  $C_R = 1$  als vollständig elastischer Stoß und  $C_R = 0$  als vollständig unelastischer Stoß. Wie bereits bei Teiser u. a. (2011a) geschehen, wird nun bei fragmentierenden Stößen der Quotient aus der Fragmentgeschwindigkeit  $v_f$  und der Kollisionsgeschwindigkeit  $v_c$  gebildet. Das Verhältnis dieser Geschwindigkeiten wird im Folgenden auch als Restitutionskoeffizient bezeichnet:

$$C_R = \frac{v_f}{v_c} \quad (7.7)$$

Die Oberfläche der Plastikscheibe (x-y-Ebene) ist bestmöglich senkrecht zur Flugrichtung des von der Zentrifuge tangential ausgeworfenen Staubes ausgerichtet (siehe Abb. 7.9). Trotzdem treffen die Staubprojekte nicht ganz senkrecht auf der Stauberfläche auf, wie im ersten Bild a der Abb. 7.10 an der Strichspur des einschlagenden Teilchens zu erkennen ist. Mit Hilfe der Hochgeschwindigkeitsvideos kann der Winkel zwischen der Flugrichtung der Teilchen und der in Abb. 7.9 eingezeichneten z-Achse mit maximal zu  $7^\circ$  bestimmt werden. Somit wird im folgenden die x-Komponente der Kollisionsgeschwindigkeit vernachlässigt. Die Fragmentgeschwindigkeit wird wie folgt bestimmt:

$$v_f = \sqrt{v_x^2 + v_y^2 + v_z^2} = \sqrt{2 \cdot v_x^2 + v_z^2} \quad (7.8)$$

wobei  $v_x$  und  $v_y$  die Horizontalkomponenten und  $v_z$  die vertikale Komponente der Auswurfgeschwindigkeiten der Fragmente sind. Auf den zweidimensionalen Bildern (x-z-Ebene) ist die y-Komponente der Fragmentgeschwindigkeiten (Sichtlinie) nicht ersichtlich. Es wird angenommen, dass diese unabhängig von  $v_x$  ist und die Werte von  $v_y$  sich in derselben Größenordnung wie für die zu messenden  $v_x$  befinden. Es werden die Bewegungsgleichungen für den schiefen Wurf ohne Luftwiderstand aufgestellt. Für die Horizontalkomponente

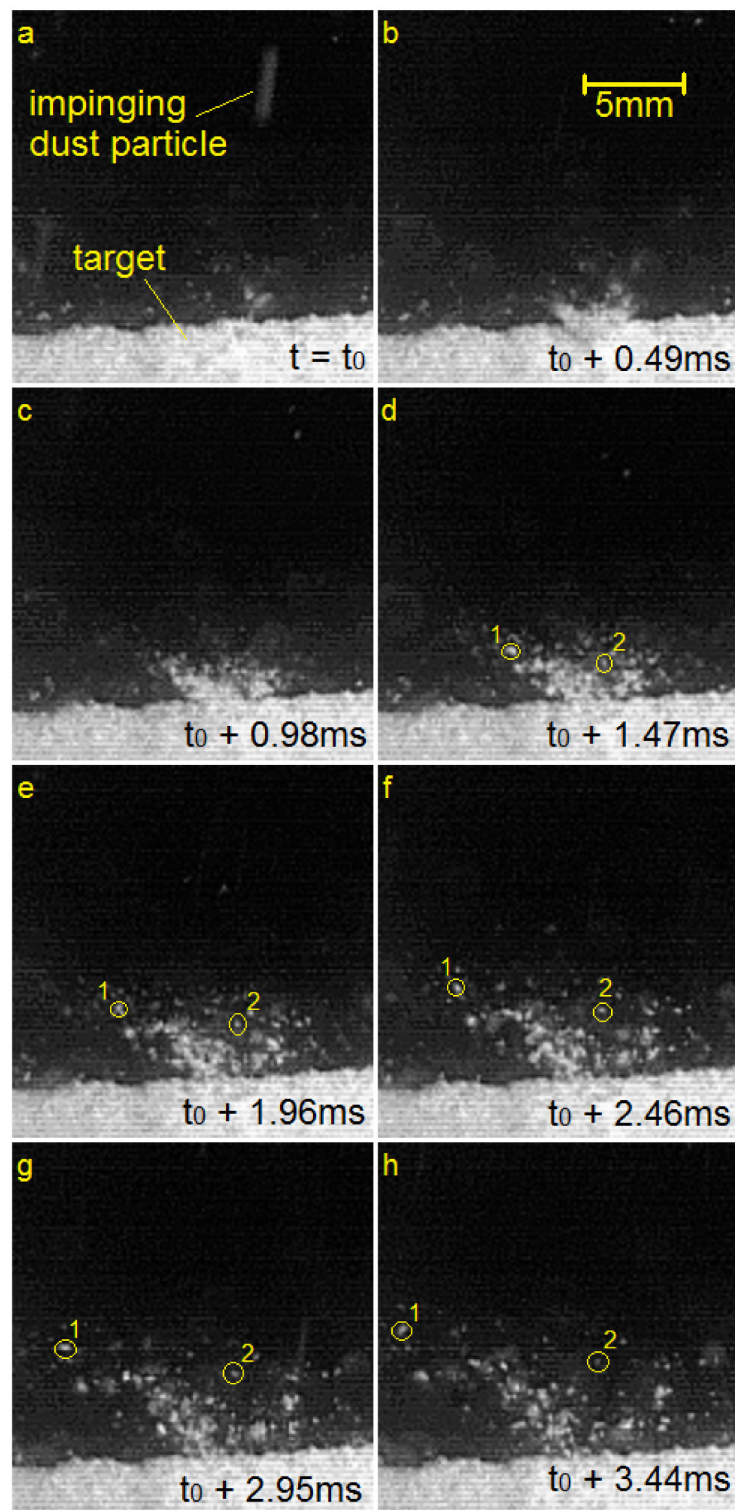


Abbildung 7.10: Einschlag eines Staubaggregates bei einer Geschwindigkeit von 27,1 m/s auf ein bereits durch vorherige Einschläge entstandenes Staubagglomerat. Die Bildrate beträgt hierbei 2036 Bilder/s. Durch eine Belichtungszeit von  $55\text{ }\mu\text{s}$  ist hier das einschlagende Aggregat im Bild a als eine langgezogene Spur zu sehen. Mit den Markierungen 1 und 2 lassen sich in der Bildfolge die Positionsänderungen von zwei Fragmenten des Einschlags nachvollziehen. Aus Meisner u. a. (2013)

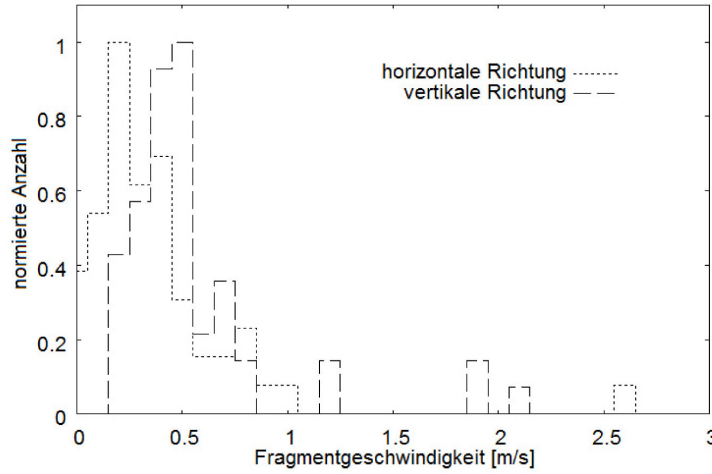


Abbildung 7.11: Fragmentgeschwindigkeiten in x-Richtung und in z-Richtung für Kollisionsgeschwindigkeiten  $v_c = 27,1 \pm 0,9$  m/s (Meisner u. a., 2013).

$v_x$  ergibt sich hierfür:

$$v_x = \frac{\Delta x}{\Delta t} \quad (7.9)$$

In vertikaler Richtung wirkt zusätzlich die Gravitationskraft mit der Beschleunigung  $g = 9.81 \text{ m/s}^2$  und es gilt:

$$v_z = v(0)_z - g\Delta t \quad (7.10)$$

und

$$\Delta z = v(0)_z \Delta t - \frac{1}{2} g \Delta t^2 \quad (7.11)$$

Gleichung 7.10 nach  $v(0)_z$  umgeformt und eingesetzt in 7.11 ergibt die vertikale Komponente der Geschwindigkeit  $v_z$ :

$$v_z = \frac{\Delta z - \frac{1}{2} g \Delta t^2}{\Delta t} \quad (7.12)$$

Über eine Messung des horizontalen und vertikalen Abstand der Fragmente, welche diese über eine gewisse Anzahl von Einzelbildern der Videos zurückgelegt haben, werden die Geschwindigkeiten bestimmt. Hierfür ist noch aus der Bildrate und der Anzahl der benutzten Bilder die Zeit  $\Delta t$  zu berechnen.

Die Fragmentgeschwindigkeiten werden bei Kollisionsgeschwindigkeiten von 27,1 m/s und 48,7 m/s analysiert und berechnet. Insgesamt werden jeweils 56 bzw. 58 Fragmentgeschwindigkeiten  $v_x$  und  $v_z$  bestimmt, in den Diagrammen (Abb. 7.11 und 7.12) dargestellt und die Mittelwerte bestimmt. Mit den Mittelwerten für die Fragmentgeschwindigkeiten  $v_x$  und  $v_z$  werden nun die Restitutionskoeffizienten nach den Gleichungen 7.8 und 7.7 berechnet. Die Mittelwerte der horizontalen Fragmentgeschwindigkeiten  $v_x$ , die Mittelwerte der vertikalen Fragmentgeschwindigkeiten  $v_z$ , sowie die totale Fragmentgeschwindigkeit  $v_f$  und der Restitutionskoeffizient  $C_R$  sind in Tabelle 7.1 für die beiden verwendeten Kollisionsgeschwindigkeiten  $v_c$  aufgeführt. Die Fehler der mittleren Fragmentgeschwindigkeiten  $v_x$  und  $v_z$  sind die Standardabweichungen der jeweiligen Verteilungen. Die Fehler der totalen Fragmentgeschwindigkeit  $\Delta v_f$  sowie des Restitutionskoeffizienten  $\Delta C_R$  werden mit



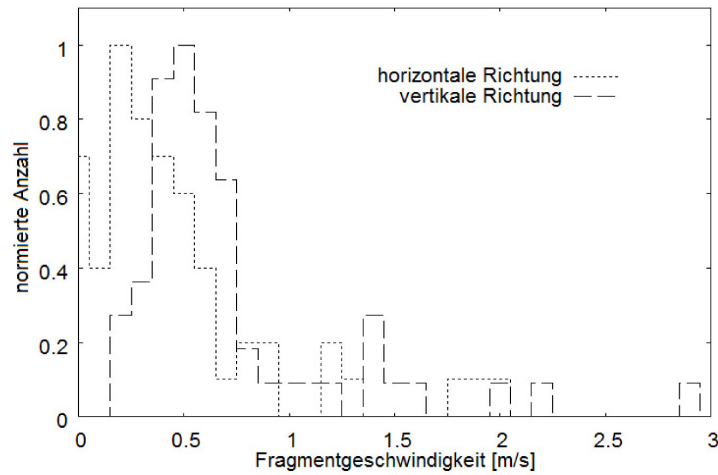


Abbildung 7.12: Fragmentgeschwindigkeiten in x-Richtung und in z-Richtung für Kollisionsgeschwindigkeiten  $v_c = 48,7 \pm 1,0$  m/s (Meisner u. a., 2013).

Tabelle 7.1: Bei zwei unterschiedlichen Kollisionsgeschwindigkeiten  $v_c$  werden die Mittelwerte der Fragmentgeschwindigkeiten  $v_x$  und  $v_z$  mit deren Standardabweichungen bestimmt. Mittels der jeweiligen totalen Fragmentgeschwindigkeit  $v_f$  wird der dazugehörige Restitutionskoeffizient  $C_R$  berechnet. Die Fehler von  $v_f$  und  $C_R$  werden mit Fehlerfortpflanzung berechnet.

$v_c$ [m/s]	$v_x$ [m/s]	$v_z$ [m/s]	$v_f$ [m/s]	$C_R$
27,1	$0,325 \pm 0,241$	$0,554 \pm 0,394$	$0,720 \pm 0,373$	$0,027 \pm 0,014$
48,7	$0,465 \pm 0,453$	$0,721 \pm 0,510$	$0,976 \pm 0,573$	$0,020 \pm 0,012$

dem Fehlerfortpflanzungsgesetz berechnet:

$$\Delta v_f = \sqrt{\left(\Delta v_x \frac{2v_x}{v_f}\right)^2 + \left(\Delta v_z \frac{v_z}{v_f}\right)^2} \quad (7.13)$$

sowie

$$\Delta C_R = \sqrt{\left(\Delta v_f \frac{1}{v_c}\right)^2 + \left(\Delta v_c \frac{v_f}{v_c^2}\right)^2} \quad (7.14)$$

Die ermittelten Restitutionskoeffizienten werden in Bezug zu den Messungen von Teiser u. a. (2011a) gesetzt. Der Verlauf dieser Geschwindigkeitsverhältnisse ist in Abb. 7.13 dargestellt. Bei Teiser u. a. (2011a) wurden Messungen der Koeffizienten mit derselben Materialzusammensetzung bei geringeren Kollisionsgeschwindigkeiten, jedoch mit größeren Projektilteilchen ( $250 \mu\text{m}$  Durchmesser) durchgeführt. Die mittleren Größen der Projektilteilchen sind bei Teiser u. a. (2011a) als auch in dieser Arbeit dem submm-Bereich zuzuordnen. Der Verlauf der Messwerte kann in erster Näherung gut durch eine Potenzfunktion beschrieben werden:

$$C_R(v_c) = 0,24 \cdot v_c^{-2/3} \quad (7.15)$$

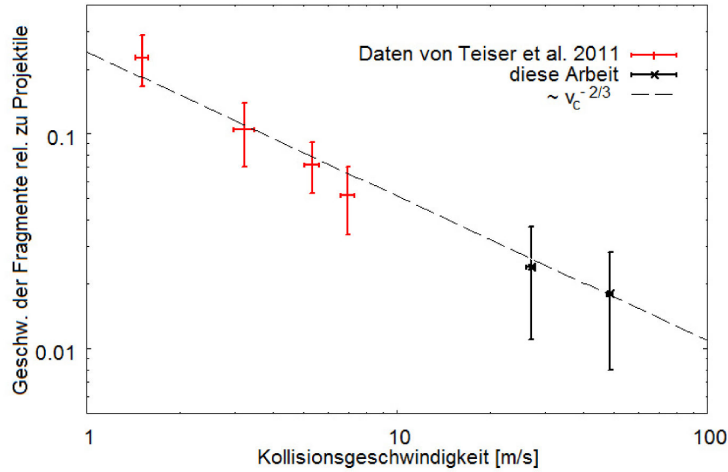


Abbildung 7.13: Das Verhältnis des Mittelwerts der Fragmentgeschwindigkeiten relativ zu der Kollisionsgeschwindigkeit für fragmentierende Kollisionen von  $\text{SiO}_2$ -Staubteilchen. Die vier Meßwerte bei niedrigeren Kollisionsgeschwindigkeiten stammen aus Messungen von Teiser u. a. (2011a). Obwohl die beiden verschiedenen Messungen unterschiedliche Größenverteilungen ( $250\text{ }\mu\text{m}$  bzw.  $87\text{ }\mu\text{m}$  Durchmesser) aufweisen, lässt sich eine Potenzfunktion  $C_R(v_c) = 0,24 \cdot v_c^{-2/3}$  an alle Messwerte anpassen. (Meisner u. a., 2013)

### 7.2.2 Diskussion

Die Potenzfunktion von Gleichung 7.15, welche den Verlauf der Restitutionskoeffizienten mit der Kollisionsgeschwindigkeit beschreibt, gewährleistet eine einfache Anpassung an die Messwerte zwischen 1 m/s und 50 m/s. Eine Abweichung dieses Verlaufs ist bei kleineren, als auch zu noch größeren Kollisionsgeschwindigkeiten hin zu erwarten. Das Verhältnis der Fragmentgeschwindigkeit relativ zur Kollisionsgeschwindigkeit kann nicht größer als 1 sein. Bei noch größeren Kollisionsgeschwindigkeiten sollte die zur Verfügung stehende kinetische Energie bei der Kollision verbraucht sein, um das Staubprojektil in seine Monomere zu zerlegen. Daher muss dieser Restitutionskoeffizient bei niederenergetischen Kollisionen konstante Werte (nahe bei 1) und auch bei höheren Kollisionsgeschwindigkeiten ( $> 50\text{ m/s}$ ) kleine konstante Werte annehmen und der Verlauf dieser Geschwindigkeitsverhältnisse in Abb. 7.13 somit abflachen. Die Bestimmung der Restitutionskoeffizienten erfolgt über eine Bildung der Mittelwerte der einzelnen gemessenen Geschwindigkeitskomponenten  $v_x$  und  $v_z$ . Die Fragmente verlassen die Statoberfläche selten parallel zur Fokusebene und die beobachteten Trajektorien der Fragmente verlaufen in x-Richtung daher verschieden stark gestaucht. Daraus resultiert die Streuung der Geschwindigkeitskomponente  $v_x$  um einen Mittelwert (Abb. 7.11 und 7.12). Desweiteren ergibt sich bei beiden Geschwindigkeitskomponenten eine Verteilung um einen Mittelwert, da die beim Einschlag eines einzelnen Projektils zuerst wegfliegenden Fragmente schneller sind als später entstehende. Dazu zeigen die Verteilungen der beiden Geschwindigkeitskomponenten eine asymmetrische Form. Bei Mittelwerten der Geschwindigkeiten um  $\sim 0,5\text{ m/s} \pm 0,4\text{ m/s}$  besitzen einzelne Fragmente eine Geschwindigkeit bis zu 3 m/s. Diese Asymmetrie ist noch ausgeprägter, wenn

die Projektile eine größere Einschlagsgeschwindigkeit ( $v_c = 48,7 \text{ m/s}$  in Abb. 7.12) besitzen. Wird angenommen, dass viele schnelle ( $v > 0,8 \text{ m/s}$ ) Fragmente, welche zudem sehr klein sind, auf den Bildern der Hochgeschwindigkeitsvideos nicht aufgelöst und in die statistische Auswertung der Geschwindigkeitskomponenten nicht mit einbezogen werden, so sind auch größere Restitutionskoeffizienten zu erwarten. Die Restitutionskoeffizienten würden somit bereits bei niedrigeren Kollisionsgeschwindigkeiten konstante Werte annehmen und die Kurve in Abb. 7.13 abflachen. Soll bei Kollisionsgeschwindigkeiten größer als  $10 \text{ m/s}$  der Restitutionskoeffizient nicht unter  $0,05$  (dieser Wert wird bei Teiser u. a. (2011a) bei ungefähr  $v_c = 7 \text{ m/s}$  erreicht) fallen, so ergeben sich Werte für die totalen Fragmentgeschwindigkeiten von  $1,355 \text{ m/s}$  bzw.  $2,435 \text{ m/s}$  (Fragmentgeschwindigkeit =  $5\%$  der Kollisionsgeschwindigkeit der Projektile). Hierfür wären deutliche Verschiebungen der einzelnen mittleren Fragmentgeschwindigkeiten  $v_x$  und  $v_z$  nötig. Wird zum Beispiel die  $v_z$ -Komponente bei den bisherigen Werten belassen und wird auf die  $v_x$ -Komponente der Fragmentgeschwindigkeit zurückgerechnet, so beträgt diese im Mittel  $0,9 \text{ m/s}$  bzw.  $1,6 \text{ m/s}$  bei Kollisionsgeschwindigkeiten von  $27,1 \text{ m/s}$  bzw.  $48,7 \text{ m/s}$ .

## 7.3 Wachstum von Staubagglomeraten bei hohen Geschwindigkeiten

Es folgt in diesem Abschnitt die Analyse von multiplen Kollisionen von sub-mm großen Staubagglomeraten bei Kollisionsgeschwindigkeiten bis zu  $71 \text{ m/s}$  bezüglich Akkretion und Erosion von Staubtargets. Nach der Beobachtung von direkt hängenbleibenden Staubteilchen auf der Auftrefffläche, werden die Volumenfüllfaktoren der sich unter multiplen Kollisionen aufbauenden Agglomerate bestimmt. Es folgen die Ergebnisse bezüglich der Akkretionseffizienz der entstehenden Staubagglomerate.

### 7.3.1 Analyse der auftreffenden Staubteilchen bei hohen Geschwindigkeiten

Zunächst werden einzelne submm-große Staubpartikel in multiplen Kollisionen bezüglich ihres Auftreffverhaltens beobachtet. Der Aufbau des Targets, gezeigt in der Abb. 7.14, ermöglicht es, noch möglichst viele Staubteilchen innerhalb einer multiplen Kollision von Projektilen auf einem schmalen Balken zu beobachten, jedoch die ankommende dichte Wolke aus Staubteilchen zu begrenzen. Mit einer Hochgeschwindigkeitskamera wird der Vorgang senkrecht zur Flugrichtung der Projektile aufgenommen. Die Bildrate wird hierzu auf  $8443 \text{ Bilder/s}$  erhöht, damit Staubprojekte mit einer Geschwindigkeit von  $48,7 \text{ m/s}$  „von Bild zu Bild“ beobachtbar sind und somit den Einschlügen bzw. den Orten von eventuellen Massenzuwächsen zugeordnet werden können. Es wird mit einer Halogenlampe von hinten direkt in die Kamera hinein die Kante des Balkens und die auf ihm aufschlagenden Staubprojekte beleuchtet, da eine solch hohe Bildrate sehr viel Licht erfordert. Es werden somit wieder Schattenaufnahmen produziert. Die Auftreffstelle wird mittels eines Aluminiumrohres abgeschirmt, welches mit einem Spalt versehen ist. Dieser Spalt ist schmal genug, sodass die dichte und undurchsichtige Staubwolke auf wenige Staubteilchen begrenzt wird, welche auf den Balken treffen können. So kann das Auftreffverhalten nach-

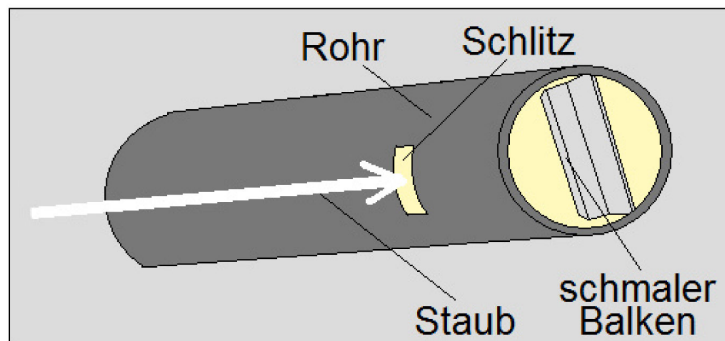


Abbildung 7.14: Einige Staubteilchen einer Staubwolke durchqueren den Spalt einer Aluminiumröhre und kollidieren mit einem schmalen Steg. Aus Meisner u. a. (2013)

einander eintreffender, einzelner Staubprojekte beobachtet werden. Dennoch darf der Spalt nicht zu schmal sein, da sonst zu wenige schnelle Staubteilchen beobachtet werden, die den Spalt direkt durchqueren. Auch nimmt die Wahrscheinlichkeit zu, dass am Rand des Spalts liegender Staub von einfallendem Staub mitgerissen wird, sich auch auf dem Balken absetzt und das Ergebnis verfälscht. Optimale Ergebnisse können mit einem 5 mm breiten Spalt über einem 2 mm breiten Balken erzielt werden. Wenn Staub vom Rand des Balkens mitgerissen wird, dann trifft dieser vor oder hinter dem Balken auf und befindet sich zudem nicht in der Fokusebene der Kamera. Um zu verhindern, dass Staubfragmente der Kollisionen wieder auf den Balken durch die Wirkung der Gravitation reakkretieren, wird das Rohr mit dem Balken oberhalb der Zentrifuge platziert. Der Spalt der Röhre (und damit auch der Balken innerhalb) zeigt etwas geneigt nach unten, sodass der Staub, welcher tangential von einer Stelle der Zentrifuge abgeworfen wird, direkt in den Spalt fliegen kann. Dies wird zusätzlich in den Abb. 7.15 a und b verdeutlicht. Staub, der wäh-

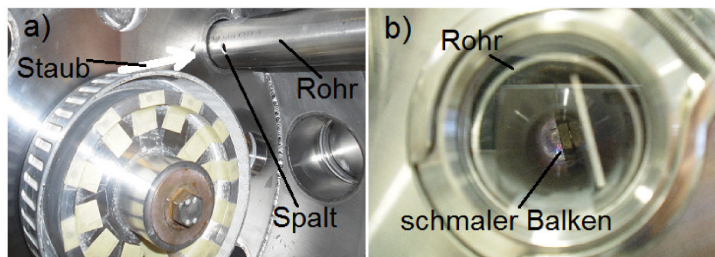


Abbildung 7.15: Der schmale Balken, welcher direkt unterhalb des Spaltes in der Röhre eingebaut ist, zeigt etwas geneigt nach unten. Damit ist gewährleistet, dass Staubfragmente vom Balken nicht durch Gravitation reakkretieren.

rend den Kollisionen erodiert, fällt somit nach unten und bleibt nicht auf der Oberfläche des Balkens hängen. Für die Aufnahmen der Kollisionen wird die Kamera so positioniert, dass auf den Bildern der Videos der Staub von der linken Seite kommend auf den Balken trifft (siehe Abb. 7.16 und 7.17 in Abschnitt 7.3.1). Damit wird gewährleistet, dass die größtmögliche Bildfläche beobachtet werden kann, um möglichst viele nacheinander eintreffende Teilchen zu beobachten. Ein Fragment, welches nach unten fällt, fällt auf diesen Bildern somit diagonal nach unten links.



Ein typisches Einschlagszenario ist in Abb. 7.16 aufgezeigt. In diesem Auszug einer Videosequenz ist zu erkennen, dass ein Staubteilchen mit einem Durchmesser von  $225\,\mu\text{m}$  und einer Kollisionsgeschwindigkeit von  $48,7\,\text{m/s}$  auf den schmalen Balken trifft. In den

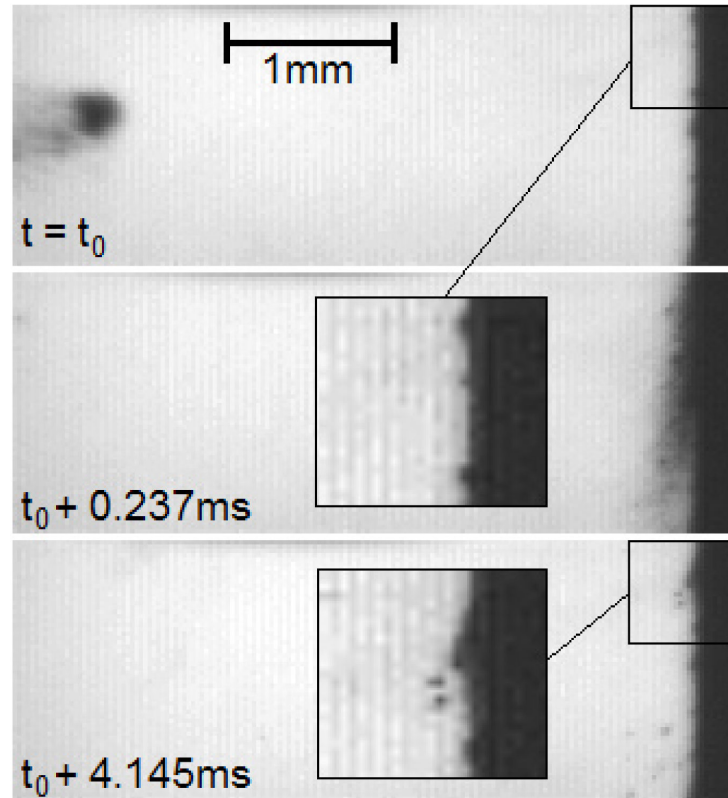


Abbildung 7.16: Beispiel für stattfindene Akkretion und Erosion von Masse bei einem Einschlag eines einzelnen Staubpartikels. Dieses hat einen Durchmesser von  $225\,\mu\text{m}$  bei einer  $v_c =$  von  $48,7\,\text{m/s}$ . Beim Vergleich der vergrößerten Bilder von vor und nach dem Einschlag, ist ein Zuwachs in Form von einem kleinen Staubhügel zu erkennen. Ein vor dem Einschlag vorhandener Staubhügel ist beim Einschlag zerstört worden (Meisner u. a., 2013).

vergrößerten Ausschnitten lässt sich deutlich erkennen, dass einerseits ein kleiner Staubhügel ganz oben durch den Einschlag des Projektils verloren gegangen ist. Andererseits hat sich ein Teil der Masse des auftreffenden Projektils auf dem Balken festgesetzt. Dies ist an einem neuen kleinen Staubhügel am Ort des Einschlags zu sehen, nachdem die Fragmente des Einschlags die Sicht nicht mehr einschränken.

Ein weiteres Einschlagsszenario ist in Abb. 7.17 gegeben. Hier sind in einem weiteren Zusammenschnitt einer Videosequenz mehrere Staubteilchen abgebildet, welche fast gleichzeitig auf den Balken auftreffen. Die Staubteilchen haben einen Durchmesser kleiner als  $110\,\mu\text{m}$  bei einer Kollisionsgeschwindigkeit von  $48,7\,\text{m/s}$ . Werden die beiden herausgestellten, vergrößerten Bilder miteinander verglichen, so lässt sich aus den Schattenaufnahmen des Staubes auf dem Balken ein Zuwachs an Masse feststellen. Kleine zusätzliche Hügel aus Staub haben sich gebildet und sind, nachdem die Fragmente des Einschlags durch die Gravitation nach unten gefallen sind, deutlich zu erkennen.

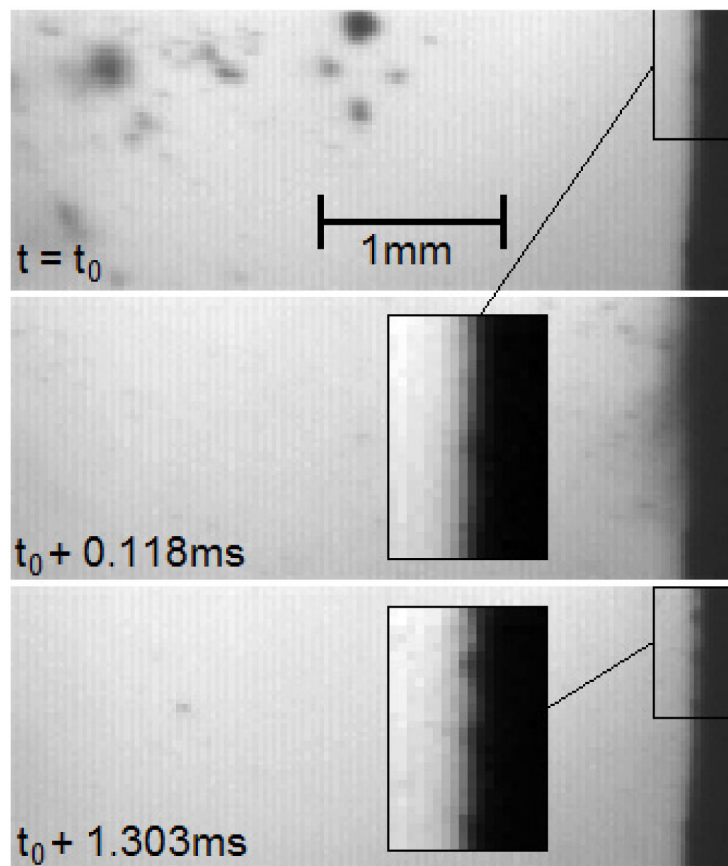


Abbildung 7.17: Beispiel für stattfindene Akkretion von Masse bei einem multiplen Einschlag von Staubpartikeln. Diese haben einen Durchmesser kleiner als  $110\text{ }\mu\text{m}$  bei einer  $v_c$  von  $48,7\text{ m/s}$ . Beim Vergleich der vergrößerten Bilder von vor und nach dem Einschlag, sind Zuwächse in Form von kleinen Staubhügeln zu erkennen (Meisner u. a., 2013).

Diese Beobachtung von vielen, hoch frequentiert einschlagenden Staubteilchen auf eine Oberfläche ist von grundlegender Bedeutung. In solch auf die Oberfläche treffenden Staubsalven kann zunächst nicht ausgeschlossen werden, dass der Massenzuwachs eines aufgebauten Agglomerats aus vielen sekundären (erodierte Teilchen werden von primären Teilchen getroffen und auf das Target „gedrückt“) Kollisionen resultiert. Es soll das Verhalten der submm-Projektile und der cm-großen Oberfläche eines Agglomerats bei Geschwindigkeiten bis zu  $50\text{ m/s}$  beobachtet werden und das Agglomerat selbst später auch analysiert werden. Hierfür muss gewährleistet sein, dass die meisten Kollisionen der aufschlagenden Staubsalven primäre Kollisionen sind. In den Hochgeschwindigkeitsaufnahmen der Experimente können nur sehr wenige Fragmente der Einschläge beobachtet werden, welche wiederum durch nachfolgend einschlagende Projektile beeinflusst und in Richtung der Oberfläche bzw. des Agglomerats mitgerissen werden. Diese Ereignisse sind so selten, dass sie nicht merklich zur Zusammensetzung des entstehenden Agglomerats beitragen können. Die Dichte an auf die Oberfläche einschlagenden Staubteilchen ist noch insoweit gering, dass die Einschläge voneinander unabhängige Ereignisse sind. Damit kann nun auch der Volumenfüllfaktor eines Staubagglomerats untersucht werden, welcher aus

primären Einschlägen durch submm-große Partikel auf cm-großen Zielen bei bis zu 50 m/s resultiert.

### 7.3.2 Volumenfüllfaktoren von gewachsenen Agglomeraten

Es wird ein Staubagglomerat auf einer abnehmbaren Fläche aufgebaut, welches dann bezüglich seines Volumenfüllfaktors untersucht wird. Um größere Agglomerate als auf dem verwendeten schmalen Steg aufzubauen, wird die vorige Konfiguration mit dem Rohr ausgetauscht. An seine Stelle wird eine einfache Aluminiumplatte mit einer Dicke von 2 mm in denselben Weg der ausgeworfenen Staubprojekteile gestellt. Die Abb. 7.18 zeigt die

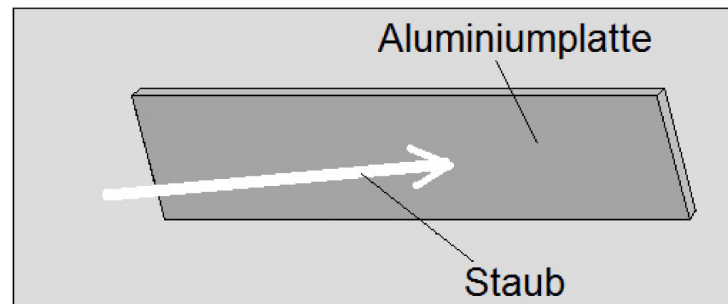


Abbildung 7.18: Von der Zentrifuge ausgeworfene Staubteilchen treffen direkt auf eine geneigte Aluminiumplatte, keine Reakkretion durch Gravitation. Aus Meisner u. a. (2013)



Abbildung 7.19: Ein Staubagglomerat, welches auf einer Aluminiumplatte durch kollidierende 48,7 m/s schnelle submm-Staubprojekteile aufgebaut wurde. Das Agglomerat ist 3 cm lang und 0,6 cm hoch (Meisner u. a., 2013).

Konfiguration. Die Aluminiumplatte ist genauso oberhalb der Zentrifuge platziert und etwas nach unten geneigt, wie der Balken im vorigen Aufbau. Es werden 2 Staubagglomerate produziert, indem Staubprojekteile mit einer Kollisionsgeschwindigkeit von 48,7 m/s auf der Platte aufschlagen. Nachdem ein Agglomerat auf der Aluminiumplatte aufgebaut

wurde, wird diese vorsichtig mitsamt des Agglomerats aus der Vakuumkammer entnommen. Die Agglomerate befinden sich auf einer Fläche von rund  $3\text{ cm} \times 3\text{ cm}$  und sind ungefähr  $0,6\text{ cm}$  hoch, wie in Abb. 7.19 gezeigt wird. Der Volumenfüllfaktor der Agglomerate wird bestimmt. Dazu wird die Masse der Agglomerate bestimmt, indem das Gewicht der Aluminiumplatte mit den Agglomeraten bestimmt wird und die bekannte Masse der Aluminiumplatte abgezogen wird. Das Volumen wird auf folgende Weise bestimmt: Das entstandene Agglomerat wird auf der Aluminiumplatte von oben beleuchtet, wie es in der Skizze in Abb. 7.20 gezeigt ist. Ein Teil des Staubagglomerats wird abgeschattet. Die

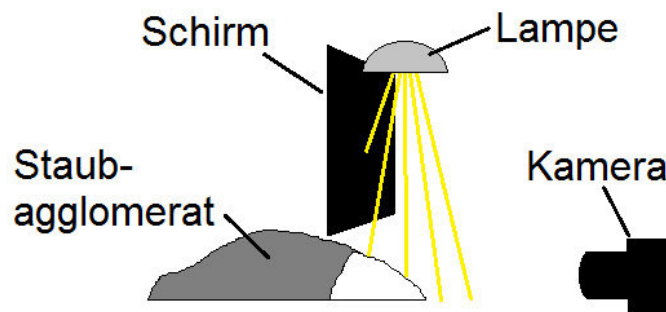


Abbildung 7.20: Das Volumen eines Staubagglomerats wird bestimmt, indem es teilweise beleuchtet wird und projizierte Querschnittsflächen fotografiert werden. Die Schattengrenze wird pro Bild um einen Millimeter verschoben. Die Querschnittsflächen werden mit der Dicke von einem Millimeter multipliziert und anschließend addiert.

Schattengrenze markiert die Umrandung einer Querschnittsfläche welche fotografiert wird. Die Schattengrenze wird pro Bild äquidistant um jeweils einen Millimeter verschoben. Die dabei entstehenden Scheiben (Querschnittsflächen) mit der Dicke von einem Millimeter sind in Bezug auf die Länge des Agglomerats von  $3\text{ cm}$ , sehr dünn. Dadurch lässt sich ein Volumen des Agglomerats sehr gut approximieren, indem die Querschnittsflächen mit der Schrittweite von einem Millimeter multipliziert und anschließend addiert werden. Im Gegensatz zu der Methode, welche von Teiser u. a. (2011a) gewählt wurde, eignet sich diese auch um das Volumen von asymmetrisch geformten Staubagglomeraten zu bestimmen. Die Fotos der projizierten Querschnittsflächen sind im Anhang B dieser Arbeit beigelegt. Die ermittelten Volumenfüllfaktoren weisen mit dem beschriebenen Verfahren Werte von  $0,383$  bzw.  $0,391$  auf. Der Fehler liegt hierfür bei  $5\%$ , der vorrangig auf der Unsicherheit der Volumenbestimmung beruht. Es werden nochmals zwei Staubagglomerate aufgebaut, mit dem Unterschied, dass diese unterhalb der Zentrifuge (genauso, wie in Abschnitt 7.2) produziert werden. Die Gravitation bewirkt hierbei wieder, dass die Fragmente der Kollisionen sich auf der Oberfläche des sich entwickelnden Agglomerats absetzen. Mit dem gleichen Verfahren wie oben, werden für diese zwei Agglomerate ebenfalls die Volumenfüllfaktoren bestimmt. Auch diese Fotos der projizierten Querschnittsflächen sind im Anhang B dieser Arbeit beigelegt. Die Volumenfüllfaktoren betragen  $0,315$  bzw.  $0,289$ . Auch hier ist wieder ein Fehler von  $5\%$  aufgrund der Unsicherheit beim Volumen anzunehmen. Die Abb. 7.21 zeigt die oben ermittelten Volumenfüllfaktoren der entstandenen Agglomerate mit und ohne auf der Oberfläche absetzenden Fragmente (in blau und schwarz) bei  $v =$



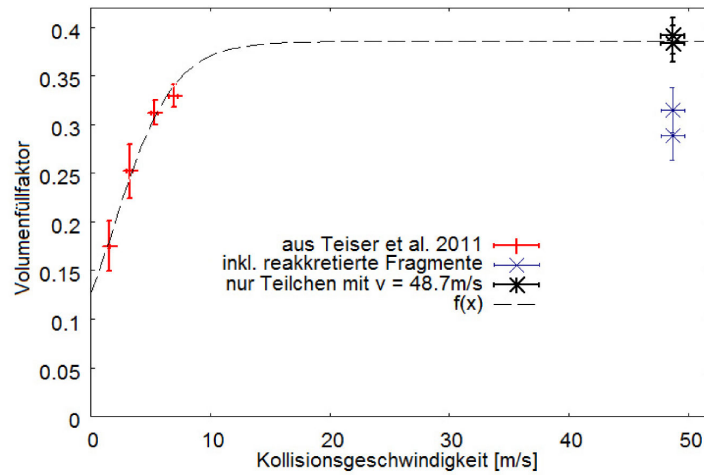


Abbildung 7.21: Volumenfüllfaktoren der Staubagglomerate auf der Aluminiumplatte (schwarz: aufgebaut ausschließlich durch 48,7 m/s schnelle Projektile; blau: aufgebaut mit zusätzlichen langsameren Fragmenten). Die Daten werden kombiniert mit den Daten von Teiser u. a. (2011a) (in rot). Aus Meisner u. a. (2013)

48,7 m/s. Die Daten ohne Reakkretion von Fragmenten werden mit den Daten von Teiser u. a. (2011a) kombiniert und die folgende Funktion an diese angepasst:

$$f(x) = \frac{a}{b + e^{-c \cdot x}} \quad (7.16)$$

mit  $a = 0.19$ ,  $b = 0.49$ ,  $c = 0.39 \text{ s/m}$ . Die beiden Agglomerate mit höheren gemessenen Volumenfüllfaktoren konnten ausschließlich durch direktes Auftreffen der schnellen ( $v_c = 48,7 \text{ m/s}$ ) Staubteilchen wachsen. Bei Teiser u. a. (2011a) wuchsen die Agglomerate durch direkte Kollisionen und durch die Reakkretion von Fragmenten. Die Agglomerate, welche bei  $v_c = 48,7 \text{ m/s}$  mit der Reakkretion von Fragmenten (unterhalb der Zentrifuge, wie im Abschnitt 7.2) entstanden sind, besitzen innerhalb ihrer Fehlerbalken dieselben Volumenfüllfaktoren wie jene bei Teiser u. a. (2011a), welche bei Kollisionsgeschwindigkeiten von 6 m/s bis 7 m/s entstanden sind. Sofern die Fragmente der Einschläge reakkretiert werden, beträgt auch für höhere Kollisionsgeschwindigkeiten bis zu 48,7 m/s die Sättigung des Volumenfüllfaktors ungefähr 0,32.

### 7.3.3 Die Akkretionseffizienz

Das Wachstum von cm großen Staubagglomeraten durch direktes Auftreffen von sub-mm großen und bis zu 48,7 m/s schnellen Staubprojektilen wurde in den vorigen Abschnitten 7.3.2 und 7.3.1 qualitativ gezeigt. In diesem Abschnitt wird dieses Wachstum quantitativ bestimmt. Dazu wird die bei bestimmten Kollisionsgeschwindigkeiten der Staubprojektilen jeweilige Akkretionseffizienz gemessen. Eine weitere Konfiguration der Auftreffstelle erfolgt, um die Akkretionseffizienzen des auftreffenden Staubes zu messen. Die Akkretionseffizienz wird über Messungen von Massenverhältnissen bestimmt. Als Akkretionseffizienz wird hierbei das Massenverhältnis  $\epsilon = m_{stick}/m_{total}$  definiert.  $m_{stick}$  ist die Masse, welche nach mehreren Auswürfen von der Zentrifuge auf der Auftrefffläche hängen bleibt (Masse

des Agglomerats) und  $m_{total}$  ist die Masse, welche auf das Ziel insgesamt aufgetroffen ist. Um diese Massen zu ermitteln, werden, wie in der Abb. 7.22 verdeutlicht, drei Schläuche

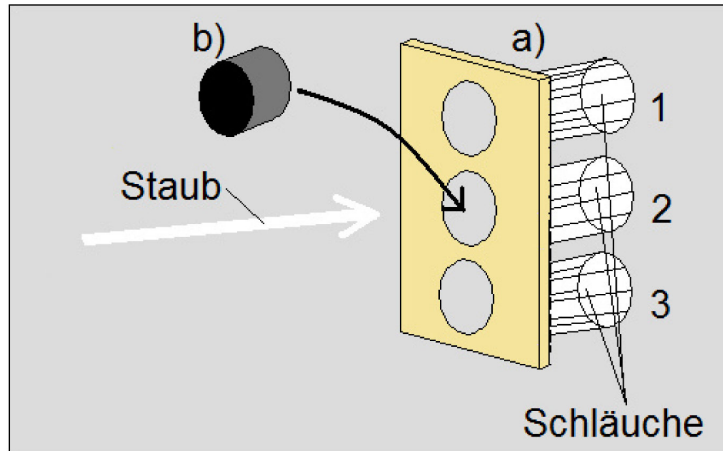


Abbildung 7.22: Im ersten Schritt a) werden die Massen des in die Schläuche 1, 2 und 3 geflogenen Staubes gemessen und eine Verteilung bestimmt. Im zweiten Schritt b) wird die Masse, welche auf ein zusätzliches, Target an einer bestimmten Position vermessen. Mit der Kalibration in Schritt a) kann eine Bestimmung der Akkretionseffizienz erfolgen. Aus Meisner u. a. (2013)

Nr. 1, 2 und 3 untereinander in eine Reihe gesetzt. Diese präparierte Fläche mit drei Zielen wird ebenfalls in den Weg der ausgeworfenen Staubprojektilen gestellt, wie bei den beiden vorigen Messungen. In Teil a) der Abb. 7.22 sind die drei Schläuche hinten abgeschlossen und der Staub bleibt in den Schläuchen. So kann die totale Masse bestimmt werden, welche jeweils in die Richtung der Öffnungen der drei einzelnen Schläuche gelangt. In erster Sequenz (Kalibration) werden mittels mehrerer Versuchsdurchläufe, die Massen des Staubes in den drei Schläuchen in ein Verhältnis zueinander gesetzt. Damit wird, abhängig vom Ort, die einfallende Masse des Staubes kalibriert. Die Messung der Masse des Staubes in einem der drei Schläuche liefert mit der ermittelten Statistik der Durchläufe einen Umrechnungsfaktor  $x$ , der die total aufgetroffene Masse  $m_{total}$  an den jeweiligen Öffnungen der beiden anderen Schläuche angibt. Vor einem zweiten Sequenz (Agglomerataufbau) von Staubausswürfen mittels der Zentrifuge, wird der mittlere Schlauch Nr. 2 durch eine kleine Scheibe ersetzt, auf welcher sich durch Kollisionen ein Staubagglomerat aufbauen kann (siehe Abb. 7.22 Schritt b). Für Kollisionsgeschwindigkeiten von 27,9 m/s, 38,7 m/s, 49,5 m/s und 71,2 m/s (aus Motorfrequenz mit Formel 7.4 berechnet) werden zwischen 6 und 12 Kalibrationsdurchgänge und 6 bzw. 7 Kollisionsdurchgänge durchgeführt. Die Auswertung der Kalibrationsdurchgänge führt zu dem Umrechnungsfaktor  $x$  zwischen der Staubmasse  $m_1$  im oberen Schlauch Nr. 1 und der Staubmasse  $m_2$  im mittleren Schlauch Nr. 2. Damit gilt für die Akkretionseffizienz  $\epsilon$  bei der Position des mittleren Schlauchs Nr. 2:

$$\epsilon = \frac{m_{stick}}{m_{total}} = \frac{m_{stick}}{x \cdot m_1} \quad (7.17)$$

Zunächst werden die Durchläufe der Kalibration und der Messung von  $m_{stick}$  mit dem Sieb in der Zentrifuge durchgeführt. Somit wird die Akkretionseffizienz von Staubteilchen

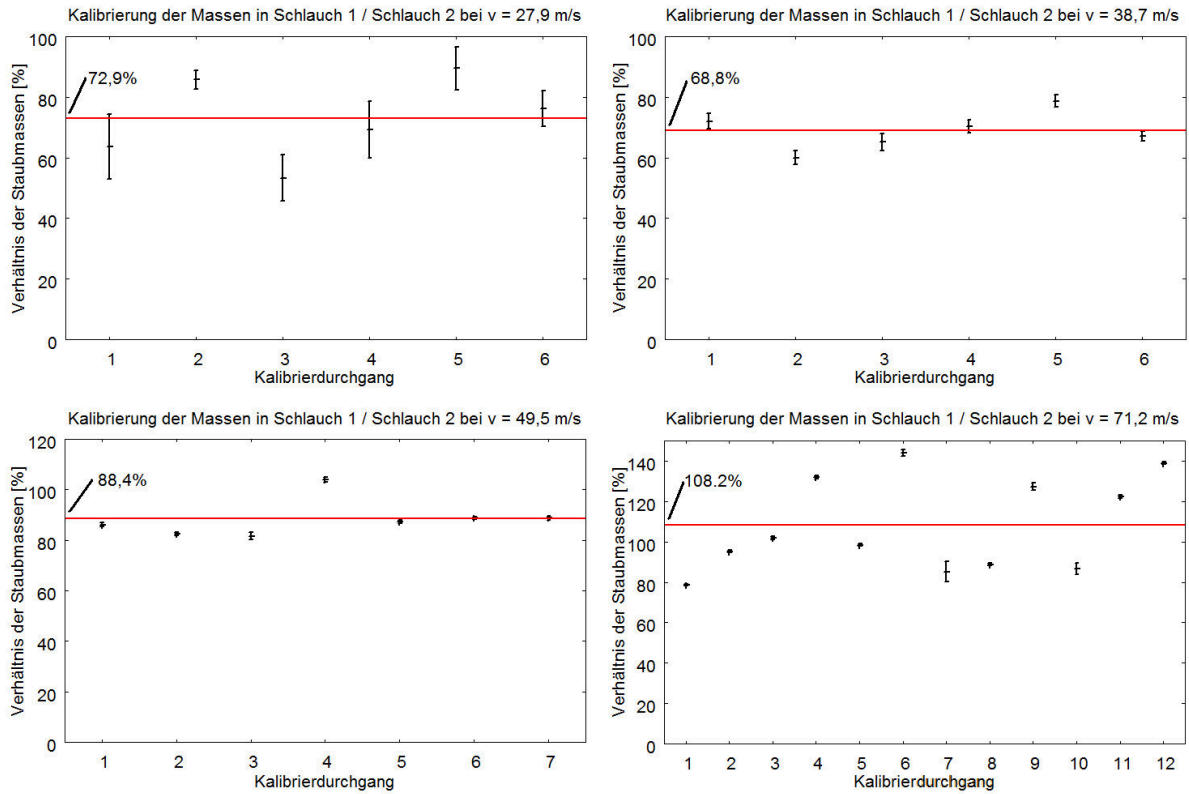


Abbildung 7.23: Kalibration der Massen von in den Schläuchen 1 und 2 befindlichen Staubeilchen der mittleren Masse  $m = 0,29 \mu\text{g}$ . Die Daten in den Plots sind die Verhältnisse der Staubmassen  $m_2 / m_1$  bei den angegebenen Kollisionsgeschwindigkeiten. Die roten Linien markieren jeweils den Durchschnitt der Massenverhältnisse, welcher auch bezeichnet ist.

der mittleren Masse von  $0,29 \mu\text{g}$  (Radius  $r = 43,4 \mu\text{m}$ ) bei den oben genannten Geschwindigkeiten ermittelt. Danach wird das Sieb aus der Zentrifuge entfernt und die Messungen der Kalibration und Akkretionseffizienzen für Teilchen der mittleren Masse von  $2,69 \mu\text{g}$  (Radius  $r = 91,5 \mu\text{m}$ ) werden durchgeführt. Die Kalibrationsmessungen mit den Staubprojektilen der mittleren Masse von  $0,29 \mu\text{g}$  sind in Abb. 7.23 und mit den Staubprojektilen der mittleren Masse von  $2,69 \mu\text{g}$  sind in Abb. 7.24 geplottet. Die Verhältnisse der Staubmassen in den Schläuchen 2 und 3 schwanken sehr viel stärker als die Verhältnisse der Staubmassen in den Schläuchen 1 und 2. Daher wird ausschließlich das Verhältnis der Staubmassen  $m_2 / m_1$  berechnet und der Mittelwert der Verhältnisse bei den jeweiligen Geschwindigkeiten bestimmt. Der Mittelwert ist bei den vier jeweiligen Geschwindigkeiten der Staubeilchen in Abb. 7.23 und in Abb. 7.24 als rote Linie gekennzeichnet und in den Plots eingetragen. Nun werden die Massen  $m_{stick}$  der Staubagglomerate, welche sich auf den kleinen Scheiben gebildet haben, gemessen. Mittels der gemessenen Masse des Staubes, der in Schlauch Nr. 1 hineingeflogen ist und dem Umrechnungsfaktor kann die Gesamtmasse  $m_{total}$  angegeben werden, welche auf die Scheibe geprallt ist. In der Tabelle 7.2 sind die Massen  $m_{stick}$  und  $m_{total}$ , die einzelnen Akkretionseffizienzen  $\epsilon$  und deren Messfehler  $\Delta\epsilon$  der 6 bzw. 7 Kollisionsdurchläufe für Projektilen der mittleren Masse  $m = 0,29 \mu\text{g}$  bei verschiedenen Kollisionsgeschwindigkeiten aufgeführt. Der Messfehler

Tabelle 7.2: Messung der einzelnen Akkretionseffizienzen für Staubprojekte der mittleren Masse  $m = 0,29 \mu\text{g}$  bei verschiedenen Kollisionsgeschwindigkeiten  $v$ . Die Massen der gebildeten Staubagglomerate  $m_{stick}$  sowie die Gesamtmassen des kollidierenden Materials  $m_{total}$  sind in mg angegeben. Das Verhältnis von  $m_{stick}$  zu  $m_{total}$  ist die Akkretionseffizienz  $\epsilon$ .  $\Delta\epsilon$  ist der Fehler der Akkretionseffizienz, welcher mit Fehlerfortpflanzung aus Massenbestimmung und Kalibration bestimmt wird. Die durchschnittliche Masse der auftreffenden Teilchen beträgt  $0,29 \mu\text{g}$ . (Meisner u. a., 2013)

$v$ [m/s]	$m_{stick}$ [mg]	$m_{total}$ [mg]	$\epsilon$ [%]	$\Delta\epsilon$ [%]
27,9	10	20	50,0	8,1
	6	9	66,7	13,9
	5	8	62,5	15,6
	11	16	68,8	10,8
	7	14	50,0	9,8
	4	7	57,1	16,2
38,7	18	56	32,1	2,4
	8	28	28,6	4,0
	10	25	40,0	4,7
	18	37	48,6	3,8
	12	33	36,4	3,6
	15	37	40,5	3,5
	16	36	44,4	3,7
49,5	43	133	32,3	1,4
	39	101	38,6	1,7
	32	104	30,8	1,5
	64	181	35,4	1,4
	44	103	42,7	1,8
	64	164	39,0	1,5
71,2	52	547	9,5	0,7
	67	229	29,3	2,0
	61	258	23,6	1,5
	59	318	18,6	1,3
	41	235	17,4	1,2
	7	51	13,7	2,2



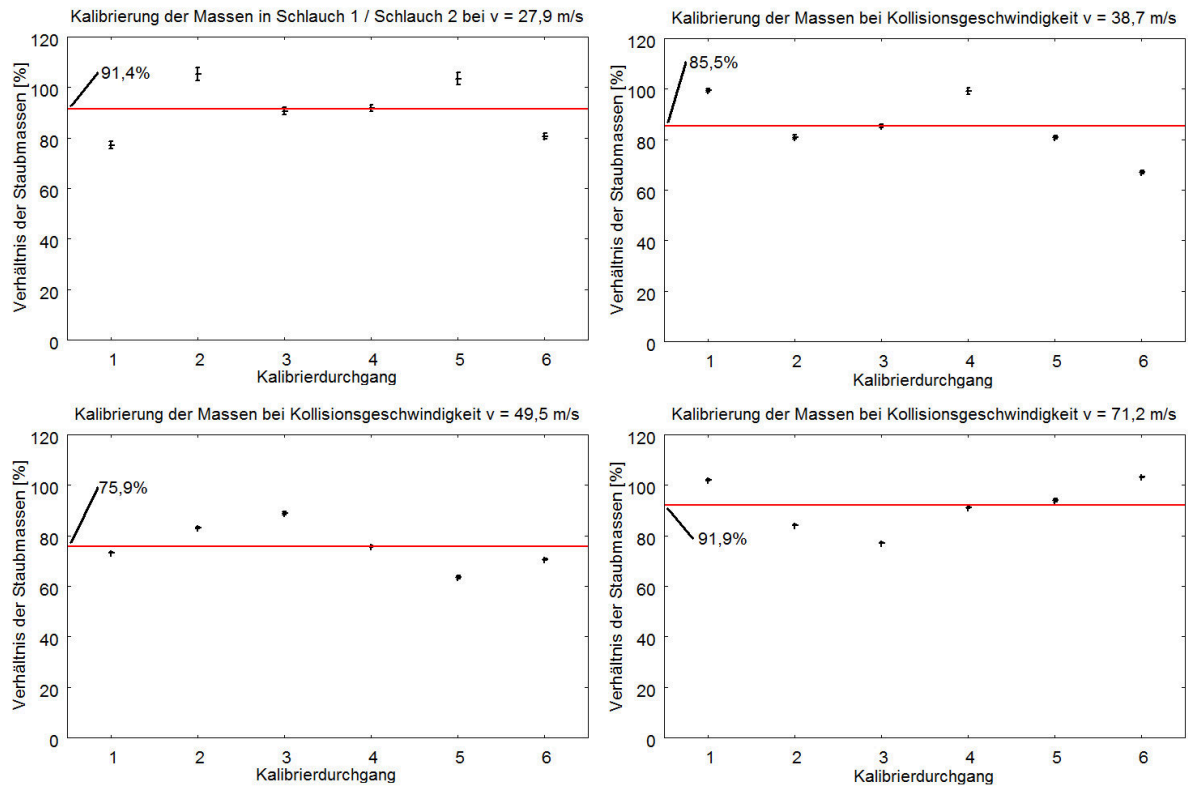


Abbildung 7.24: Kalibration der Massen von in den Schläuchen 1 und 2 befindlichen Staubteilchen der mittleren Masse  $m = 2,69 \mu\text{g}$ . Die Daten in den Plots sind die Verhältnisse der Staubmassen  $m_2 / m_1$  bei den angegebenen Kollisionsgeschwindigkeiten. Die roten Linien markieren jeweils den Durchschnitt der Massenverhältnisse, welcher auch bezeichnet ist.

$\Delta\epsilon$  jeder einzelnen Akkretionseffizienz wird mit dem Fehlerfortpflanzungsgesetz berechnet und beinhaltet die Bestimmung der einzelnen Massen  $m_{stick}$  und  $m_1$  sowie den Umrechnungsfaktor  $x$  mit  $\Delta x$  als Fehler des Mittelwerts aus der Kalibrierung für die jeweilige Geschwindigkeit:

$$\Delta\epsilon = \sqrt{\left(\frac{1}{xm_1} \cdot \Delta m_{stick}\right)^2 + \left(-\frac{m_{stick}}{x^2 m_1} \cdot \Delta x\right)^2 + \left(-\frac{m_{stick}}{xm_1^2} \cdot \Delta m_1\right)^2} \quad (7.18)$$

Die Fehler  $\Delta m_1$  und  $\Delta m_{stick}$  betragen 1 mg, da mit der Waage die Massen auf 1 mg genau bestimmt werden. Es wird der Mittelwert  $\bar{\epsilon}$  der Akkretionseffizienzen aus Tabelle 7.2 bei den jeweiligen Kollisionsgeschwindigkeiten berechnet. Die Akkretionseffizienzen  $\bar{\epsilon}$  der Staubprojekte der mittleren Masse  $m = 0,29 \mu\text{g}$  sind in der Tabelle 7.3 aufgeführt. Wird von den Werten der Akkretionseffizienzen in Tabelle 7.2 bei  $v = 27,9$  m/s abgesehen, so ist zu erkennen, dass die Streuung der Werte bei den jeweiligen Geschwindigkeiten viel größer ist, als die Messfehler der einzelnen Akkretionseffizienzen. Da von den einzelnen gemessenen Akkretionseffizienzen je Geschwindigkeitssegment wiederum die Mittelwerte mit jeweiligen Fehlern berechnet werden, wird die folgende Fehlerbewertung durchgeführt. Die Fehler sind eine Kombination aus Fehlerfortpflanzung und statistischem Fehler. Dazu

Tabelle 7.3: Akkretionseffizienzen von kollidierenden Staubteilchen (mit mittlerer Masse von  $0,29 \mu\text{g}$ ) mit jeweiligen Kollisionsgeschwindigkeiten  $v$ . (Meisner u. a., 2013)

Geschwindigkeit $v$ [m/s]	Akkretionseffizienz $\bar{\epsilon}$ [%]	$\sigma$ [%]
27,9	58,4	9,1
38,7	38,7	7,0
49,5	36,8	4,7
71,2	18,3	6,8

werden die Fehler der einzelnen Akkretionseffizienzen aus dem Fehlerfortpflanzungsgesetz zu einem Mittelwertsfehler zusammengefasst:

$$\Delta\epsilon_{MWF} = \sqrt{\sum_{i=1}^n \left( \frac{1}{i} \Delta\epsilon_i \right)^2} \quad (7.19)$$

Desweiteren sind die statistischen Unsicherheiten gegeben durch:

$$U_{\bar{\epsilon}} = \sqrt{\frac{1}{n(n-1)} \sum_{i=1}^n (\epsilon_i - \bar{\epsilon})^2} = \frac{1}{\sqrt{n}} \cdot \sqrt{\frac{1}{(n-1)} \sum_{i=1}^n (\epsilon_i - \bar{\epsilon})^2} = \frac{1}{\sqrt{n}} \cdot s_{\bar{\epsilon}} \quad (7.20)$$

also durch die empirische Standardabweichung  $s_{\bar{\epsilon}}$  multipliziert mit  $1/\sqrt{n}$ . Der Mittelwertsfehler  $\Delta\epsilon_{MWF}$  aus 7.19 wird mit der statistischen Unsicherheit  $U_{\bar{\epsilon}}$  aus 7.20 zu einem Gesamtfehler  $\Delta\epsilon_{GF}$  zusammengefasst:

$$\Delta\epsilon_{GF} = \sqrt{\Delta\epsilon_{MWF}^2 + U_{\bar{\epsilon}}^2} \quad (7.21)$$

Um die Streuung  $\sigma$  zu berechnen, wird die empirische Standardabweichung  $s_{\bar{\epsilon}}$  anstatt der statistischen Unsicherheit  $U_{\bar{\epsilon}}$  mit der Fehlerfortpflanzung kombiniert:

$$\sigma = \sqrt{\Delta\epsilon_{MWF}^2 + s_{\bar{\epsilon}}^2} \quad (7.22)$$

In der Tabelle 7.3 wird als Fehler der Akkretionseffizienz, die Streuung  $\sigma$  angegeben.

Besitzen die entstandenen Agglomerate auf der Plastikscheibe eine genügend große Dicke, so können Hafteffekte der Plastikscheibe vernachlässigt werden. Die Dicke  $d$ , der durch die Kollisionen der Staubprojekte aufgebauten, zylinderförmigen Agglomerate, wird hierzu wie folgt abgeschätzt:

$$d = \frac{m}{\pi s^2 \rho \Phi} \quad (7.23)$$

mit  $\rho = 2,6 \text{ g/cm}^3$ , den Radius der Plastikscheibe  $s = 5 \text{ mm}$  und dem in Abschnitt 7.3.2 bei der Kollisionsgeschwindigkeit  $v = 49 \text{ m/s}$  ermittelten Volumenfüllfaktor  $\Phi = 0,38$ . Für eine akkretierte Masse  $m_{stick} = 40 \text{ mg}$  berechnet sich eine daraus eine Dicke von  $0,52 \text{ mm}$ . Diese Dicke ist sehr viel größer als die Größe der Staubmonomere und auch groß im Vergleich zu den beiden mittleren Projektilgrößen (Partikelradius:  $43,4 \mu\text{m}$  bzw.  $91,5 \mu\text{m}$ ). Die gemessenen Massen  $m_{stick}$  in Tabelle 7.3 sind bei den Kollisionsgeschwindigkeiten  $49,5 \text{ m/s}$  und

71,2 m/s im Schnitt größer als 40 mg. Bei den Versuchsreihen mit den Kollisionsgeschwindigkeiten 27,9 m/s und 38,7 m/s konnten dagegen nur geringere akkretierte Massen  $m_{stick}$  als 40 mg gemessen werden. Daher sind die für diese Geschwindigkeiten ermittelten Akkretionsraten kritisch zu betrachten. Die Dicken dieser aufgebauten Staubschichten sind mit der Größe der Staubprojekte vergleichbar und die gemessenen Akkretionseffizienzen sind vielleicht zu hoch.

Mit derselben Methode werden die Massen  $m_{stick}$  und  $m_{total}$ , die einzelnen Akkretionseffizienzen  $\epsilon$  und deren Messfehler  $\Delta\epsilon$  der 6 Kollisionsdurchläufe für Projektile der mittleren Masse  $m = 2,69 \mu\text{g}$  bei verschiedenen Kollisionsgeschwindigkeiten berechnet und in der Tabelle 7.4 aufgeführt. Bei dieser Messreihe weist die Plastikscheibe bereits eine dünne Staubschicht, welche einen Volumenfüllfaktor von 0,48 besitzt, auf, bevor diese von den  $2,69 \mu\text{g}$  Staubteilchen getroffen wird. Somit erfolgen bereits die ersten Einschläge direkt auf Staub. Bei dieser Messreihe sind auch die akkretierten Massen  $m_{stick}$  groß genug, was auf einen erhöhten Staubfluss aus der Zentrifuge schließen lässt (größere Maschinen). Auch hier wird der Mittelwert  $\bar{\epsilon}$  der Akkretionseffizienzen aus Tabelle 7.4 bei den

Tabelle 7.4: Analog zu Tabelle 7.4. Die durchschnittliche Masse der einzelnen auftreffenden Teilchen beträgt  $2.69 \mu\text{g}$ . (Meisner u. a., 2013)

v [m/s]	$m_{stick}$ [mg]	$m_{total}$ [mg]	$\epsilon$ [%]	$\Delta\epsilon$ [%]
27,9	31	166	18,7	7,2
	59	379	15,6	7,1
	44	140	31,4	7,2
	52	184	28,3	7,1
	47	162	29,0	7,2
	43	176	24,4	7,1
38,7	46	222	20,7	8,7
	31	170	18,2	8,7
	21	372	5,6	8,7
	43	194	22,2	8,7
	41	209	19,6	8,7
	45	251	17,9	8,7
49,5	38	342	11,1	6,9
	46	203	22,7	7,0
	27	165	16,4	7,0
	37	234	15,8	6,9
	23	212	10,8	7,0
	46	246	18,7	6,9
71,2	36	357	10,1	5,2
	14	494	2,8	5,2
	49	689	7,1	5,2
	48	687	7,0	5,2
	45	669	6,7	5,2
	30	532	5,6	5,2

jeweiligen Kollisionsgeschwindigkeiten berechnet. Die Akkretionseffizienzen  $\bar{\epsilon}$  der Staub-

projektile der mittleren Masse  $m = 2,69 \mu\text{g}$  sind in der Tabelle 7.5 mit ihren Streufehlern  $\sigma$  aufgeführt. Die Werte der Akkretionseffizienzen der Tabelle 7.3 und 7.5 werden in einem

Tabelle 7.5: Akkretionseffizienzen von kollidierenden Staubteilchen (mit mittlerer Masse von  $2,69 \mu\text{g}$ ) mit jeweiligen Kollisionsgeschwindigkeiten  $v$ . (Meisner u. a., 2013)

Geschwindigkeit $v$ [m/s]	Akkretionseffizienz $\bar{\epsilon}$ [%]	$\sigma$ [%]
27.9	24.6	6.9
38.7	17.4	6.9
49.5	15.9	5.3
71.2	6.6	3.2

Diagramm gegen die Geschwindigkeit aufgetragen und in Abb. 7.25 gezeigt. Die Fehler-

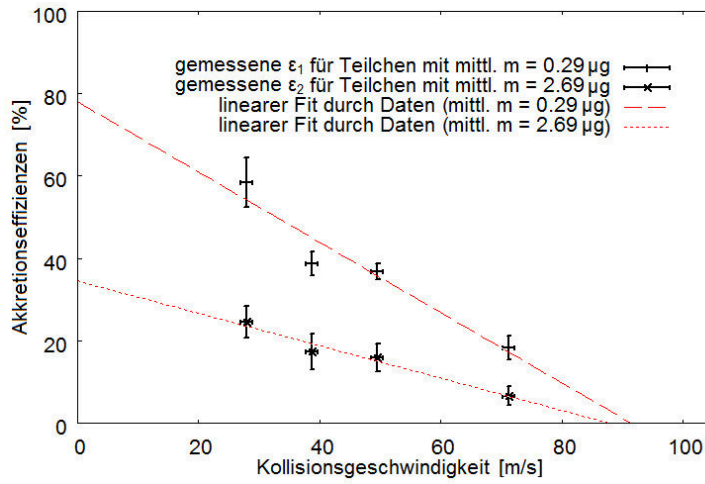


Abbildung 7.25: Akkretionseffizienzen von kollidierenden Staubteilchen der Größe  $0,29 \mu\text{g}$  und  $2,69 \mu\text{g}$  auf einer Oberfläche bei verschiedenen Kollisionsgeschwindigkeiten (Meisner u. a., 2013).

balken der Akkretionseffizienzen im Plot der Abb. 7.25 werden mit dem Gesamtfehler  $\Delta\epsilon_{GF}$  aus Gleichung 7.21 bestimmt. Der Verlauf der Werte der Akkretionseffizienzen in Abb. 7.25 zeigt einen deutlichen linearen Abfall mit steigender Kollisionsgeschwindigkeit bei den zwei verwendeten Staubprojektilgrößen. Die Akkretionseffizienzen  $\epsilon_1$  und  $\epsilon_2$  in [%] sind somit, wie folgt, abhängig von der Kollisionsgeschwindigkeit  $v$  in [m/s]:

$$\epsilon_1(v) = -0,85 \cdot v + 78 \quad (7.24)$$

für die Staubprojektile der mittleren Masse  $0,29 \mu\text{g}$  und

$$\epsilon_2(v) = -0,39 \cdot v + 35 \quad (7.25)$$

für die Staubprojektile der mittleren Masse  $2,69 \mu\text{g}$ . Aus dem Verlauf der ermittelten Funktionen  $\epsilon_1(v)$  und  $\epsilon_2(v)$  geht hervor, dass bei etwa  $v = 90 \text{ m/s}$  kein kollidierendes

Staubaggregat mit einer Größe im submm-Bereich an einem Staubagglomerat mehr haftet. Staubagglomerate erfahren durch den Beschuss von Staubprojektilen mit derart hoher Geschwindigkeit kein weiteres Wachstum, sie fragmentieren ausschließlich. Die Veränderung der Akkretionseffizienzen bei vier verschiedenen Geschwindigkeiten und jeweils zwei unterschiedlichen Projektilmassen ist noch besser ersichtlich, wenn die Akkretionseffizienz über der Kollisionsenergie der einschlagenden Staubteilchen aufgetragen wird. Die Kollisionsenergie ist gleich der kinetischen Energie. Zur Berechnung dieser, werden die mittleren Massen der Teilchen ( $0,29 \mu\text{g}$  bzw.  $2,69 \mu\text{g}$ ) sowie jeweils die vier Geschwindigkeiten aus den Tabellen 7.3 und 7.5 benutzt. Abb. 7.26 zeigt die ermittelten Akkretionseffizienzen abhängig von der Kollisionsenergie. Der Verlauf der Akkretionseffizienzen bei den verwen-

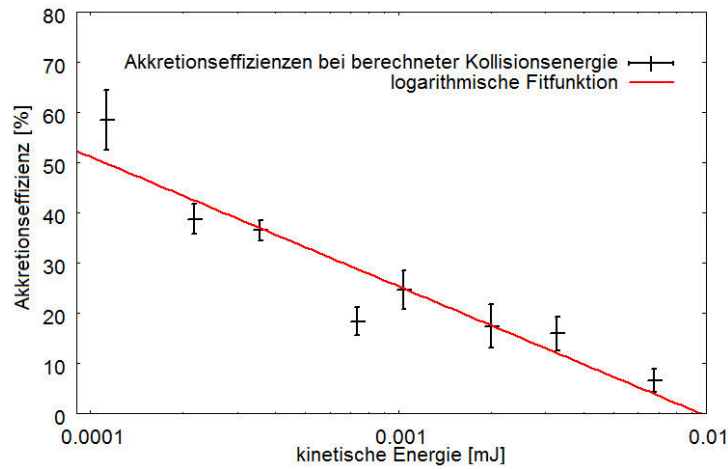


Abbildung 7.26: Akkretionseffizienzen von submm-großen kollidierenden Staubteilchen auf einer Oberfläche abhängig von der Kollisionsenergie (Meisner u. a., 2013).

deten kollidierenden submm-großen Staubagglomeraten lässt sich gut kombinieren und fällt mit steigender Kollisionsenergie. Der Abfall der Werte für die Akkretionseffizienzen wird gut mit einer logarithmischen Funktion beschrieben:

$$\epsilon(E_c) = -11,2 \cdot \ln(E_c) - 52 \quad (7.26)$$

mit  $\epsilon(E_c)$  als Akkretionseffizienz in [%] und der Kollisionsenergie ( $E_c$ ) in [mJ].

## 7.4 Folgerungen

Bereits bei Wurm u. a. (2005b) wurden Akkretionseffizienzen von 25 m/s schnellen millimetergroßen Projektilen gemessen. Diese lagen bei Werten bis zu über 30%. Die hier in dem letzten Abschnitt dieses Kapitels ermittelten Werte für die Akkretionseffizienzen von Teilchen der Größenordnung Submillimeter sind mit jenen bei Wurm u. a. (2005b) also vergleichbar. Bei einzelnen Ereignissen von Kollisionen submm-kleiner Staubteilchen mit Geschwindigkeiten bis zu 60 m/s, konnte bei Teiser u. Wurm (2009b) auch Akkretion bzw. Haftung festgestellt werden. Die in diesem Kapitel dargestellten erweiterten Experimente stellen nun auch die Abhängigkeit der Akkretionseffizienzen bezüglich der

Kollisionsgeschwindigkeit bzw. der Kollisionsenergie bei kontinuierlichen und multiplen Kollisionen dar. Zentimetergroße Staubagglomerate können auch bei multiplen Kollisionen mit kleinen submillimetergroßen Projektilen wachsen. Dies wurde bereits bei Teiser u. Wurm (2009b) vermutet und dieses Szenario wurde im Simulationsmodell zum Wachstum von Planetesimalen bei Windmark u. a. (2012) bereits benutzt. Das Wachstum von Planetesimalen innerhalb des Modells von Windmark u. a. (2012) durch Kollisionen zwischen zentimetergroßen Agglomeraten und submillimetergroßen Teilchen jenseits der „Bouncing-Barriere“ kann mit den vorliegenden Auswertungen der Experimente dieses Kapitels bestätigt werden. Auch die Reakkretion von Staubtrümmern (entstanden durch primäre Kollisionen) durch Gasreibung findet Anwendung in der Theorie der Gravitationsinstabilitäten. Vermutet man innerhalb dieser Theorien lokale Verdichtungen von zentimeter- bis dezimetergroßen Staubagglomeraten (Chiang u. Youdin, 2010), so sind diese in der Lage auch bei hohen Geschwindigkeiten (bis 70 m/s) Staubtrümmer aufzusammeln und an Masse zu gewinnen.

Abschließend lässt sich sagen, dass die Ergebnisse dieser Arbeit die Koagulationstheorie der Planetenentstehung bestätigen, jedoch die alternativen Theorien bezüglich der Gravitationsinstabilitäten weiterhin zulassen. Weitergehende Untersuchungen zur Klärung der Entwicklung von Planetesimalen müssen getätigt werden.

# Abbildungsverzeichnis

2.1	MMSN Modell: Oberflächendichte . . . . .	8
2.2	„Brown Dwarf Desert“ . . . . .	9
2.3	Orionnebel . . . . .	10
2.4	Protoplanetare Scheibe . . . . .	12
2.5	Relative Kollisionsgeschwindigkeiten nach Weidenschilling u. Cuzzi (1993) .	14
2.6	Relative Kollisionsgeschwindigkeiten nach Brauer u. a. (2008) . . . . .	15
2.7	Kollisionsereignisse von zwei Staubagglomeraten . . . . .	16
3.1	Folgen von Kollisionen zwischen Staubagglomeraten . . . . .	19
3.2	Verteilung und Kollisionsfrequenz von Staubagglomeraten . . . . .	20
4.1	Mechanisches Verhalten von Festkörper, Flüssigkeit, Gas und granularer Materie . . . . .	24
4.2	Elementvorkommen im Sonnensystem . . . . .	25
4.3	Pressen eines Staubzylinders . . . . .	26
5.1	Versuchsaufbau kollidierender Staubzylinder . . . . .	27
5.2	Kollision von zwei Staubzylindern . . . . .	29
5.3	Akkretionseffizienz abhängig von Geschwindigkeit . . . . .	30
5.4	Akkretionseffizienz abhängig von Füllfaktordifferenz . . . . .	30
5.5	Erneute Kollision mit Staubzylinder . . . . .	33
5.6	Akkretionseffizienz interpoliert als Funktion von $v$ und $\Phi$ . . . . .	35
6.1	Einachsiger Druckversuch . . . . .	38
6.2	Schüttgutdichte und Fließfunktion . . . . .	39
6.3	Versuchsaufbau „Brazilian“-Test . . . . .	41
6.4	Lastenverteilung bei „Brazilian“-Test . . . . .	42
6.5	Rissbildung bei „Brazilian“-Test . . . . .	43
6.6	Spaltzugfestigkeit vs. Volumenfüllfaktor . . . . .	44
6.7	Apparatur der Schallgeschwindigkeitsmessung . . . . .	45
6.8	Messung der Schallgeschwindigkeit . . . . .	46
6.9	Messung der Schallgeschwindigkeit bei vermindertem Umgebungsdruck . .	47
6.10	Berechnete Elastizitätsmoduln . . . . .	47
6.11	Versuchsaufbau für multiplen Aufprall von Staubteilchen bis 7 m/s . . . .	49
6.12	Geschwindigkeitsmessung von Staubteilchen auf Bildern mit stroboskopi- schen Effekt . . . . .	50
6.13	Abhängigkeit der Volumenfüllfaktoren von Geschwindigkeit . . . . .	51

6.14 Qualitative Veränderung des Volumenfüllfaktors bei unterschiedlichen Geschwindigkeiten . . . . .	52
7.1 Kompletter Experimentaufbau für die Beschleunigung von Staubteilchen auf bis zu 71 m/s . . . . .	58
7.2 Experimentaufbau der Zentrifuge . . . . .	59
7.3 Doppeltbelichtete Staubsalven für Geschwindigkeitsmessung . . . . .	61
7.4 Geschwindigkeit der Teilchen abhängig von Frequenz der Zentrifuge . . . . .	62
7.5 Bildprozessierung für Größenverteilung der Staubteilchen . . . . .	63
7.6 Massenverteilung der ausgeworfenen Staubteilchen . . . . .	65
7.7 Gesamte Massenverteilung aller ausgeworfenen Staubteilchen mit Sieb . . . . .	66
7.8 Gesamte Massenverteilung aller ausgeworfenen Staubteilchen ohne Sieb . . . . .	66
7.9 Versuchsaufbau zur Bestimmung des restitutionskoeffizienten . . . . .	67
7.10 Verfolgung von Staubfragmenten nach Einschlag eines Staubprojektils auf Target . . . . .	69
7.11 Fragmentgeschwindigkeiten bei $v_c = 27,1$ m/s . . . . .	70
7.12 Fragmentgeschwindigkeiten bei $v_c = 48,7$ m/s . . . . .	71
7.13 Restitutionskoeffizient bei hohen Kollisionsgeschwindigkeiten . . . . .	72
7.14 1. Konfiguration der Auftreffstelle . . . . .	74
7.15 Einbau der Auftrefffläche für Beobachtung multipler Kollisionen . . . . .	74
7.16 Beispiel für Akkretion bei einzelnen Einschlag . . . . .	75
7.17 Beispiel für Akkretion bei multiplen Einschlag . . . . .	76
7.18 2. Konfiguration der Auftreffstelle . . . . .	77
7.19 Produziertes Staubagglomerat auf Aluminiumplatte . . . . .	77
7.20 Volumenbestimmung eines Staubagglomerats . . . . .	78
7.21 Volumenfüllfaktoren von Agglomeraten bei verschiedenen Geschwindigkeiten . . . . .	79
7.22 3. Konfiguration der Auftreffstelle . . . . .	80
7.23 Kalibrationen für Messung der Akkretionseffizienz von Staub der mittleren Masse $m = 0,29 \mu\text{g}$ . . . . .	81
7.24 Kalibrationen für Messung der Akkretionseffizienz von Staub der mittleren Masse $m = 2,69 \mu\text{g}$ . . . . .	83
7.25 Akkretionseffizienzen abhängig von Kollisionsgeschwindigkeiten . . . . .	86
7.26 Akkretionseffizienzen abhängig von Kollisionsenergien . . . . .	87



# Tabellenverzeichnis

5.1	Kollisionsszenarios von Staubagglomeraten . . . . .	34
6.1	Isentropische Kompression von Staub . . . . .	39
6.2	Semi-empirische Klassifizierung des Kompressibilitätsindex . . . . .	40
6.3	Fließfähigkeit granularer Materie oder Pulvern (Jenike, 1964) . . . . .	40
7.1	Restitutionskoeffizienten bei verschiedenen Kollisionsgeschwindigkeiten . .	71
7.2	Akkretionseffizienzen für Staubprojekte der mittleren Masse $m = 0,29 \mu\text{g}$ einzelner Kollisionsdurchläufe . . . . .	82
7.3	Akkretionseffizienzen von kollidierenden Staubteilchen (mit mittlerer Masse von $0,29 \mu\text{g}$ ) mit jeweiligen Kollisionsgeschwindigkeiten $v$ . (Meisner u. a., 2013) . . . . .	84
7.4	Analog zu Tabelle 7.4. Die durchschnittliche Masse der einzelnen auftref- fenden Teilchen beträgt $2.69 \mu\text{g}$ . (Meisner u. a., 2013) . . . . .	85
7.5	Akkretionseffizienzen von kollidierenden Staubteilchen (mit mittlerer Masse von $2,69 \mu\text{g}$ ) mit jeweiligen Kollisionsgeschwindigkeiten $v$ . (Meisner u. a., 2013) . . . . .	86



# Literaturverzeichnis

- [Beitz u. a. 2011] BEITZ, E. ; GÜTTLER, C. ; BLUM, J. ; MEISNER, T. ; TEISER, J. ; WURM, G.: Low-velocity Collisions of Centimeter-sized Dust Aggregates. In: ApJ 736 (2011), Juli, S. 34. <http://dx.doi.org/10.1088/0004-637X/736/1/34>. – DOI 10.1088/0004-637X/736/1/34
- [Benz u. Asphaug 1999] BENZ, W. ; ASPHAUG, E.: Catastrophic Disruptions Revisited. In: Icarus 142 (1999), November, S. 5–20. <http://dx.doi.org/10.1006/icar.1999.6204>. – DOI 10.1006/icar.1999.6204
- [Blum 2004] BLUM, J.: Grain Growth and Coagulation. In: WITT, A. N. (Hrsg.) ; CLAYTON, G. C. (Hrsg.) ; DRAINE, B. T. (Hrsg.): *Astrophysics of Dust* Bd. 309, 2004 (Astronomical Society of the Pacific Conference Series), S. 369
- [Blum u. a. 2006] BLUM, J. ; SCHRÄPLER, R. ; DAVIDSSON, B.J.R. ; TRIGO-RODRÍGUEZ, J.M.: The physics of protoplanetary dust agglomerates. I. Mechanical properties and relations to primitive bodies in the solar system. In: ApJ 652 (2006), S. 1768–1781
- [Blum u. Wurm 2000] BLUM, J. ; WURM, G.: Experiments on Sticking, Restructuring, and Fragmentation of Preplanetary Dust Aggregates. In: Icarus 143 (2000), S. 138–146. <http://dx.doi.org/10.1006/icar.1999.6234>. – DOI 10.1006/icar.1999.6234
- [Blum u. Wurm 2008] BLUM, J. ; WURM, G.: The Growth Mechanisms of Macroscopic Bodies in Protoplanetary Disks. In: ARA&A 46 (2008), S. 21–56. <http://dx.doi.org/10.1146/annurev.astro.46.060407.145152>. – DOI 10.1146/annurev.astro.46.060407.145152
- [Blum u. a. 1996] BLUM, J. ; WURM, G. ; KEMPF, S. ; HENNING, T.: The Brownian Motion of Dust Particles in the Solar Nebula: an Experimental Approach to the Problem of Pre-planetary Dust Aggregation. In: Icarus 124 (1996), Dezember, S. 441–451. <http://dx.doi.org/10.1006/icar.1996.0221>. – DOI 10.1006/icar.1996.0221
- [Bogard u. Johnson 1983] BOGARD, D. D. ; JOHNSON, P.: Martian gases in an Antarctic meteorite? In: *Science* 221 (1983), August, S. 651–654. <http://dx.doi.org/10.1126/science.221.4611.651>. – DOI 10.1126/science.221.4611.651
- [Bok u. Reilly 1947] BOK, B. J. ; REILLY, E. F.: Small Dark Nebulae. In: ApJ 105 (1947), März, S. 255. <http://dx.doi.org/10.1086/144901>. – DOI 10.1086/144901
- [Boss 2004] In: BOSS, A. P.: *From molecular clouds to circumstellar disks*. 2004, S. 67–80

- [Brauer u. a. 2008] BRAUER, F. ; DULLEMOND, C. P. ; HENNING, T.: Coagulation, fragmentation and radial motion of solid particles in protoplanetary disks. In: A&A 480 (2008), März, S. 859–877. <http://dx.doi.org/10.1051/0004-6361:20077759>. – DOI 10.1051/0004-6361:20077759
- [Carlotti 1995] CARLOTTI, G.: *Symposium Proc.*. Bd. 356. 5. Materials Research Society, 1995. – 385 S.
- [Chambers u. Wetherill 1998] CHAMBERS, J. E. ; WETHERILL, G. W.: Making the Terrestrial Planets: N-Body Integrations of Planetary Embryos in Three Dimensions. In: Icarus 136 (1998), Dezember, S. 304–327. <http://dx.doi.org/10.1006/icar.1998.6007>. – DOI 10.1006/icar.1998.6007
- [Chiang u. Youdin 2010] CHIANG, E. ; YODIN, A. N.: Forming Planetesimals in Solar and Extrasolar Nebulae. In: *Annual Review of Earth and Planetary Sciences* 38 (2010), Mai, S. 493–522. <http://dx.doi.org/10.1146/annurev-earth-040809-152513>. – DOI 10.1146/annurev-earth-040809-152513
- [Deckers u. Teiser 2013] DECKERS, J. ; TEISER, J.: Colliding Decimetre Dust. In: ApJ 769 (2013), Juni, S. 151. <http://dx.doi.org/10.1088/0004-637X/769/2/151>. – DOI 10.1088/0004-637X/769/2/151
- [Dominik u. a. 2007] DOMINIK, C. ; BLUM, J. ; CUZZI, J. N. ; WURM, G.: Growth of Dust as the Initial Step Toward Planet Formation. In: *Protostars and Planets V* (2007), S. 783–800
- [Dominik u. Tielens 1997] DOMINIK, C. ; TIELENS, A. G. G. M.: The Physics of Dust Coagulation and the Structure of Dust Aggregates in Space. In: ApJ 480 (1997), S. 647–673. <http://dx.doi.org/10.1086/303996>. – DOI 10.1086/303996
- [Dullemond u. a. 2006] DULLEMOND, C. P. ; NATTA, A. ; TESTI, L.: Accretion in Protoplanetary Disks: The Imprint of Core Properties. In: ApJ 645 (2006), Juli, S. L69–L72. <http://dx.doi.org/10.1086/505744>. – DOI 10.1086/505744
- [Dutrey u. a. 2007] DUTREY, A. ; GUILLOTEAU, S. ; HO, P.: Interferometric Spectroimaging of Molecular Gas in Protoplanetary Disks. In: *Protostars and Planets V* (2007), S. 495–506
- [Ehlers 1996] EHLERS, W.: *Technische Mechanik 16*. Bd. 1. 1996. – 63–76 S.
- [Geretshauser u. a. 2011a] GERETSHAUSER, R. J. ; MERU, F. ; SPEITH, R. ; KLEY, W.: The four-population model: a new classification scheme for pre-planetesimal collisions. In: A&A 531 (2011), Juli, S. A166. <http://dx.doi.org/10.1051/0004-6361/201116901>. – DOI 10.1051/0004-6361/201116901
- [Geretshauser u. a. 2011b] GERETSHAUSER, R. J. ; SPEITH, R. ; KLEY, W.: Collisions of inhomogeneous pre-planetesimals. In: A&A 536 (2011), Dezember, S. A104. <http://dx.doi.org/10.1051/0004-6361/201117645>. – DOI 10.1051/0004-6361/201117645

- [Goldreich u. Ward 1973] GOLDREICH, P. ; WARD, W. R.: The Formation of Planetesimals. In: ApJ 183 (1973), S. 1051–1062. <http://dx.doi.org/10.1086/152291>. – DOI 10.1086/152291
- [Güttler u. a. 2010] GÜTTLER, C. ; BLUM, J. ; ZSOM, A. ; ORMEL, C. W. ; DULLEMOND, C. P.: The outcome of protoplanetary dust growth: pebbles, boulders, or planetesimals?. I. Mapping the zoo of laboratory collision experiments. In: A&A 513 (2010), S. A56. <http://dx.doi.org/10.1051/0004-6361/200912852>. – DOI 10.1051/0004-6361/200912852
- [Güttler u. a. 2013] GÜTTLER, C. ; VON BORSTEL, I. ; SCHRÄPLER, R. ; BLUM, J.: Granular convection and the Brazil nut effect in reduced gravity. In: Phys. Rev. E 87 (2013), April, Nr. 4, S. 044201. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevE.87.044201>. – DOI 10.1103/PhysRevE.87.044201
- [Hartmann u. a. 1998] HARTMANN, L. ; CALVET, N. ; GULLBRING, E. ; D’ALESSIO, P.: Accretion and the Evolution of T Tauri Disks. In: ApJ 495 (1998), März, S. 385. <http://dx.doi.org/10.1086/305277>. – DOI 10.1086/305277
- [Hayashi u. a. 1985] HAYASHI, C. ; NAKAZAWA, K. ; NAKAGAWA, Y.: Formation of the solar system. In: D. C. BLACK & M. S. MATTHEWS (Hrsg.): *Protostars and Planets II*, 1985, S. 1100–1153
- [Heim u. a. 1999] HEIM, L.O. ; BLUM, J. ; PREUSS, M. ; BUTT, H.J.: Adhesion and friction forces between spherical micrometer-sized particles. In: Phys. Rev. Lett. 83 (1999), S. 3328–3331
- [Hollenbach u. a. 1993] HOLLENBACH, D. ; JOHNSTONE, D. ; SHU, F.: Photoevaporation of Disks Around Massive Stars and Ultracompact HH Regions. In: CASSINELLI, J. P. (Hrsg.) ; CHURCHWELL, E. B. (Hrsg.): *Massive Stars: Their Lives in the Interstellar Medium* Bd. 35, 1993 (Astronomical Society of the Pacific Conference Series), S. 26
- [Hollenbach u. a. 2000] HOLLENBACH, D. J. ; YORKE, H. W. ; JOHNSTONE, D.: Disk Dispersal around Young Stars. In: *Protostars and Planets IV* (2000), Mai, S. 401
- [Jang-Condell u. Sasselov 2004] JANG-CONDELL, H. ; SASSELOV, D. D.: Disk Temperature Variations and Effects on the Snow Line in the Presence of Small Protoplanets. In: ApJ 608 (2004), Juni, S. 497–508. <http://dx.doi.org/10.1086/392526>. – DOI 10.1086/392526
- [Jenike 1964] JENIKE, A. W.: *Storage and Flow of Solids*. Eng. Exp. Station Bull. No. 123, Univ. of Utah, Salt Lake City, 1964
- [Johansen u. a. 2006a] JOHANSEN, A. ; HENNING, T. ; KLAHR, H.: Dust Sedimentation and Self-sustained Kelvin-Helmholtz Turbulence in Protoplanetary Disk Midplanes. In: ApJ 643 (2006), Juni, S. 1219–1232. <http://dx.doi.org/10.1086/502968>. – DOI 10.1086/502968
- [Johansen u. a. 2006b] JOHANSEN, A. ; KLAHR, H. ; HENNING, T.: Gravoturbulent Formation of Planetesimals. In: ApJ 636 (2006), Januar, S. 1121–1134. <http://dx.doi.org/10.1086/498078>. – DOI 10.1086/498078

- [Johansen u. a. 2007] JOHANSEN, A. ; OISHI, J. S. ; MAC LOW, M.-M. ; KLAHR, H. ; HENNING, T. ; YODIN, A.: Rapid planetesimal formation in turbulent circumstellar disks. In: *Nature* 448 (2007), S. 1022–1025. <http://dx.doi.org/10.1038/nature06086>. – DOI 10.1038/nature06086
- [Kallenbach u. a. 2000] KALLENBACH, R. ; BENZ, W. ; LUGMAIR, G. W.: From Dust to Terrestrial Planets Introduction. In: *Space Sci. Rev.* 92 (2000), April, S. 1–10. <http://dx.doi.org/10.1023/A:1005295830920>. – DOI 10.1023/A:1005295830920
- [Kant 1755] KANT, I.: *Allgemeine Naturgeschichte und Theorie des Himmels*. 1755
- [Kothe u. a. 2010] KOTHE, S. ; GÜTTLER, C. ; BLUM, J.: The Physics of Protoplanetary Dust Agglomerates. V. Multiple Impacts of Dusty Agglomerates at Velocities Above the Fragmentation Threshold. In: *ApJ* 725 (2010), S. 1242–1251. <http://dx.doi.org/10.1088/0004-637X/725/1/1242>. – DOI 10.1088/0004-637X/725/1/1242
- [Kurtz u. a. 2010] KURTZ, O. ; BARTHELMES, J. ; RÜTHER, R. ; WÜNSCHE, M. ; DONNER, C.: Quartz Crystal Microbalance used to Characterize Electrochemical Metal Deposition. In: *Journ. f. Electrochemistry a. Plating Technology* (2010), April, S. 1–17
- [Laplace 1796] LAPLACE, Pierre-Simon: *Exposition du Système du Monde*. 1796
- [Lineweaver u. Grether 2005] LINEWEAVER, C. H. ; GREETHER, D.: How Dry is the Brown Dwarf Desert? Quantifying the Relative Number of Planets, Brown Dwarfs and Stellar Companions Around Nearby Sun-like Stars. In: *Protostars and Planets V*, 2005, S. 8252
- [Mauder 1996] MAUDER, A. ; MÜLLER, R. (Hrsg.): *Nachweisgrenze piezoelektrischer Sensoren*. Herbert Utz Verlag Wissenschaft, 1996
- [Mayor u. a. 1995] MAYOR, M. ; QUELOZ, D. ; MARCY, G. ; BUTLER, P. ; NOYES, R. ; KORZENNIK, S. ; KROCKENBERGER, M. ; NISENSEN, P. ; BROWN, T. ; KENNELLY, T. ; ROWLAND, C. ; HORNER, S. ; BURKI, G. ; BURNET, M. ; KUNZLI, M.: 51 Pegasi. In: *IAU Circ.* 6251 (1995), Oktober, S. 1
- [McCaughrean u. O'dell 1996] MCCAUGHREAN, M. J. ; O'DELL, C. R.: Direct Imaging of Circumstellar Disks in the Orion Nebula. In: *AJ* 111 (1996), Mai, S. 1977. <http://dx.doi.org/10.1086/117934>. – DOI 10.1086/117934
- [Meisner u. a. 2012] MEISNER, T. ; WURM, G. ; TEISER, J.: Experiments on centimeter-sized dust aggregates and their implications for planetesimal formation. In: *A&A* 544 (2012), August, S. A138. <http://dx.doi.org/10.1051/0004-6361/201219099>. – DOI 10.1051/0004-6361/201219099
- [Meisner u. a. 2013] MEISNER, T. ; WURM, G. ; TEISER, J. ; SCHYWEK, M.: Pre-planetary scavengers: Growing tall in dust collisions. In: *A&A* 559 (2013), November, S. A123. <http://dx.doi.org/10.1051/0004-6361/201322083>. – DOI 10.1051/0004-6361/201322083

- [Meru u. a. 2013] MERU, F. ; GERETSHAUSER, R. J. ; SCHÄFER, C. ; SPEITH, R. ; KLEY, W.: Growth and fragmentation of centimetre-sized dust aggregates: the dependence on aggregate size and porosity. In: MNRAS 435 (2013), November, S. 2371–2390. <http://dx.doi.org/10.1093/mnras/stt1447>. – DOI 10.1093/mnras/stt1447
- [Meyer u. a. 2007] MEYER, M. R. ; BACKMAN, D. E. ; WEINBERGER, A. J. ; WYATT, M. C.: Evolution of Circumstellar Disks Around Normal Stars: Placing Our Solar System in Context. In: *Protostars and Planets V* (2007), S. 573–588
- [Mitchell 1961] MITCHELL, N. B.: The indirect tension test for concrete. In: *Journal of Materials Research and Standards* 1 (1961), Nr. 10, S. 780 – 788
- [Palla u. Stahler 1999] PALLA, F. ; STAHLER, S. W.: Star Formation in the Orion Nebula Cluster. In: ApJ 525 (1999), November, S. 772–783. <http://dx.doi.org/10.1086/307928>. – DOI 10.1086/307928
- [Paszun u. Dominik 2008] PASZUN, D. ; DOMINIK, C.: Numerical determination of the material properties of porous dust cakes. In: A&A 484 (2008), Juni, S. 859–868. <http://dx.doi.org/10.1051/0004-6361:20079262>. – DOI 10.1051/0004-6361:20079262
- [Povh u. a. 2009] POVH, B. ; RITH, K. ; SCHOLZ, C. ; ZETSCHKE, F. ; (Hrsg.): *Teilchen und Kerne*. Springer, 2009
- [Ringl u. Urbassek 2012] RINGL, C. ; URBASSEK, H. M.: A LAMMPS implementation of granular mechanics: Inclusion of adhesive and microscopic friction forces. In: *Computer Physics Communications* 183 (2012), S. 986–992
- [Rocco u. a. 1999] ROCCO, C. ; GUINEA, G. V. ; PLANAS, J. ; ELICES, M.: Mechanisms of rupture in splitting tests. In: *ACI Materials Journal* 96 (1999), S. 52–60
- [Safronov 1969] SAFRONOV, Viktor S. ; TRANS. NASA TTF 677, 1972 (Hrsg.): *Evolution of the Protoplanetary Cloud and Formation of the Earth and the Planets*. Moscow: Nauka Press, 1969. – Trans. NASA TTF 677, 1972
- [Schäfer u. a. 2007] SCHÄFER, C. ; SPEITH, R. ; KLEY, W.: Collisions between equal-sized ice grain agglomerates. In: A&A 470 (2007), August, S. 733–739. <http://dx.doi.org/10.1051/0004-6361:20077354>. – DOI 10.1051/0004-6361:20077354
- [Schräpler u. a. 2012] SCHRÄPLER, R. ; BLUM, J. ; SEIZINGER, A. ; KLEY, W.: The Physics of Protoplanetary Dust Agglomerates. VII. The Low-velocity Collision Behavior of Large Dust Agglomerates. In: ApJ 758 (2012), Oktober, S. 35. <http://dx.doi.org/10.1088/0004-637X/758/1/35>. – DOI 10.1088/0004-637X/758/1/35
- [Schräpler u. Henning 2004] SCHRÄPLER, R. ; HENNING, T.: Dust Diffusion, Sedimentation, and Gravitational Instabilities in Protoplanetary Disks. In: ApJ 614 (2004), Oktober, S. 960–978. <http://dx.doi.org/10.1086/423831>. – DOI 10.1086/423831
- [Schulze 2009] SCHULZE, D. ; (Hrsg.): *Pulver und Schüttgüter*. Springer, 2009. <http://dx.doi.org/10.1007/978-3-540-88449-1>. <http://dx.doi.org/10.1007/978-3-540-88449-1>

- [Seizinger u. a. 2012] SEIZINGER, A. ; SPEITH, R. ; KLEY, W.: Compression Behaviour of Porous Dust Agglomerates. In: *ArXiv e-prints* (2012), März
- [Seizinger u. a. 2013] SEIZINGER, A. ; SPEITH, R. ; KLEY, W.: Tensile and shear strength of porous dust agglomerates. In: *A&A* 559 (2013), November, S. A19. <http://dx.doi.org/10.1051/0004-6361/201322046>. – DOI 10.1051/0004-6361/201322046
- [Shu u. a. 1987] SHU, F. H. ; ADAMS, F. C. ; LIZANO, S.: Star formation in molecular clouds - Observation and theory. In: *ARA&A* 25 (1987), S. 23–81. <http://dx.doi.org/10.1146/annurev.aa.25.090187.000323>. – DOI 10.1146/annurev.aa.25.090187.000323
- [Sirono 2004] SIRONO, S.-I.: Conditions for collisional growth of a grain aggregate. In: *Icarus* 167 (2004), Februar, S. 431–452. <http://dx.doi.org/10.1016/j.icarus.2003.09.018>. – DOI 10.1016/j.icarus.2003.09.018
- [Sugitani u. a. 2002] SUGITANI, K. ; TAMURA, M. ; NAKAJIMA, Y. ; NAGASHIMA, C. ; NAGAYAMA, T. ; NAKAYA, H. ; PICKLES, A. J. ; NAGATA, T. ; SATO, S. ; FUKUDA, N. ; OGURA, K.: Near-Infrared Study of M16: Star Formation in the Elephant Trunks. In: *ApJ* 565 (2002), Januar, S. L25–L28. <http://dx.doi.org/10.1086/339196>. – DOI 10.1086/339196
- [Teiser u. a. 2011a] TEISER, J. ; ENGELHARDT, I. ; WURM, G.: Porosities of Protoplanetary Dust Agglomerates from Collision Experiments. In: *ApJ* 742 (2011), S. 5. <http://dx.doi.org/10.1088/0004-637X/742/1/5>. – DOI 10.1088/0004-637X/742/1/5
- [Teiser u. a. 2011b] TEISER, J. ; KÜPPER, M. ; WURM, G.: Impact angle influence in high velocity dust collisions during planetesimal formation. In: *Icarus* 215 (2011), S. 596–598. <http://dx.doi.org/10.1016/j.icarus.2011.07.036>. – DOI 10.1016/j.icarus.2011.07.036
- [Teiser u. Wurm 2009a] TEISER, J. ; WURM, G.: Decimetre dust aggregates in protoplanetary discs. In: *A&A* 505 (2009), S. 351–359. <http://dx.doi.org/10.1051/0004-6361/200912027>. – DOI 10.1051/0004-6361/200912027
- [Teiser u. Wurm 2009b] TEISER, J. ; WURM, G.: High-velocity dust collisions: forming planetesimals in a fragmentation cascade with final accretion. In: *MNRAS* 393 (2009), S. 1584–1594. <http://dx.doi.org/10.1111/j.1365-2966.2008.14289.x>. – DOI 10.1111/j.1365-2966.2008.14289.x
- [Thompson u. a. 2002] THOMPSON, R. I. ; SMITH, B. A. ; HESTER, J. J.: Embedded Star Formation in the Eagle Nebula. In: *ApJ* 570 (2002), Mai, S. 749–757. <http://dx.doi.org/10.1086/339738>. – DOI 10.1086/339738
- [Tomas 2001] TOMAS, J.: Assessment of mechanical properties of cohesive particulate solids - part 2: powder flow criteria. In: *Particulate Science & Technology* 19 2 (2001), S. 111–129
- [Tomas 2002] TOMAS, J.: Zur Mechanik trockener kohänsiver Schüttgüter. In: *Schüttgut* 8 6 (2002), S. 522–537



- [Udry u. Mayor 2002] In: UDRY, S. ; MAYOR, M.: *The diversity of extrasolar planets around solar type stars*. 2002, S. 25–46
- [Wada u. a. 2009] WADA, K. ; TANAKA, H. ; SUYAMA, T. ; KIMURA, H. ; YAMAMOTO, T.: Collisional Growth Conditions for Dust Aggregates. In: *ApJ* 702 (2009), September, S. 1490–1501. <http://dx.doi.org/10.1088/0004-637X/702/2/1490>. – DOI 10.1088/0004-637X/702/2/1490
- [Weidenschilling 1977] WEIDENSCHILLING, S. J.: Aerodynamics of solid bodies in the solar nebula. In: *MNRAS* 180 (1977), S. 57–70
- [Weidenschilling 1984] WEIDENSCHILLING, S. J.: Evolution of grains in a turbulent solar nebula. In: *Icarus* 60 (1984), Dezember, S. 553–567. [http://dx.doi.org/10.1016/0019-1035\(84\)90164-7](http://dx.doi.org/10.1016/0019-1035(84)90164-7). – DOI 10.1016/0019-1035(84)90164-7
- [Weidenschilling u. Cuzzi 1993] WEIDENSCHILLING, S. J. ; CUZZI, J. N.: Formation of planetesimals in the solar nebula. In: LEVY, E. H. (Hrsg.) ; LUNINE, J. I. (Hrsg.): *Protostars and Planets III*, 1993, S. 1031–1060
- [Wetherill u. Inaba 2000] WETHERILL, G. W. ; INABA, S.: Planetary Accumulation with a Continuous Supply of Planetesimals. In: *Space Sci. Rev.* 92 (2000), April, S. 311–320. <http://dx.doi.org/10.1023/A:1005211732138>. – DOI 10.1023/A:1005211732138
- [Wetherill u. Stewart 1993] WETHERILL, G. W. ; STEWART, G. R.: Formation of planetary embryos - Effects of fragmentation, low relative velocity, and independent variation of eccentricity and inclination. In: *Icarus* 106 (1993), November, S. 190. <http://dx.doi.org/10.1006/icar.1993.1166>. – DOI 10.1006/icar.1993.1166
- [Windmark u. a. 2012] WINDMARK, F. ; BIRNSTIEL, T. ; GÜTTLER, C. ; BLUM, J. ; DULLEMOND, C. P. ; HENNING, T.: Planetesimal formation by sweep-up: How the bouncing barrier can be beneficial to growth. In: *A&A* 540 (2012), April
- [Wood 2000] WOOD, J. A.: Pressure and Temperature Profiles in the Solar Nebula. In: *Space Sci. Rev.* 92 (2000), S. 87–93. <http://dx.doi.org/10.1023/A:1005249417716>. – DOI 10.1023/A:1005249417716
- [Wright u. a. 2011] WRIGHT, J. T. ; FAKHOURI, O. ; MARCY, G. W. ; HAN, E. ; FENG, Y. ; JOHNSON, J. A. ; HOWARD, A. W. ; FISCHER, D. A. ; VALENTI, J. A. ; ANDERSON, J. ; PISKUNOV, N.: The Exoplanet Orbit Database. In: *PASP* 123 (2011), S. 412–422. <http://dx.doi.org/10.1086/659427>. – DOI 10.1086/659427
- [Wurm u. Blum 1998] WURM, G. ; BLUM, J.: Experiments on Preplanetary Dust Aggregation. In: *Icarus* 132 (1998), S. 125–136. <http://dx.doi.org/10.1006/icar.1998.5891>. – DOI 10.1006/icar.1998.5891
- [Wurm u. a. 2005a] WURM, G. ; PARASKOV, G. ; KRAUSS, O.: Ejection of dust by elastic waves in collisions between millimeter- and centimeter-sized dust aggregates at 16.5 to 37.5 m/s impact velocities. In: *Phys. Rev. E* 71 (2005), Februar, Nr. 2, S. 021304. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevE.71.021304>. – DOI 10.1103/PhysRevE.71.021304

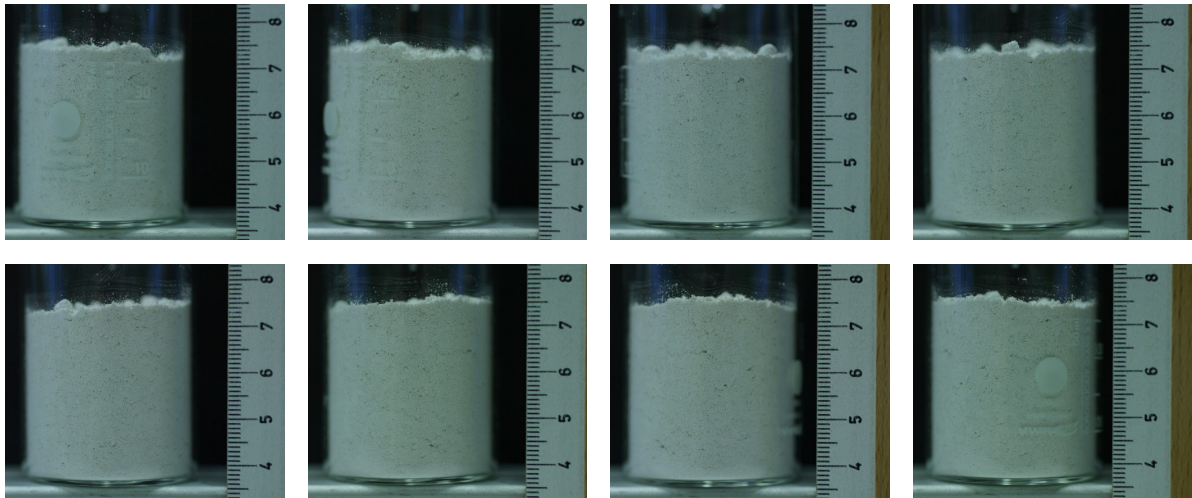
- [Wurm u. a. 2005b] WURM, G. ; PARASKOV, G. ; KRAUSS, O.: Growth of planetesimals by impacts at  $\sim 25$  m/s. In: *Icarus* 178 (2005), S. 253–263. <http://dx.doi.org/10.1016/j.icarus.2005.04.002>. – DOI 10.1016/j.icarus.2005.04.002
- [Wyatt u. a. 2003] WYATT, M. C. ; DENT, W. R. F. ; GREAVES, J. S.: SCUBA observations of dust around Lindroos stars: evidence for a substantial submillimetre disc population. In: *MNRAS* 342 (2003), Juli, S. 876–888. <http://dx.doi.org/10.1046/j.1365-8711.2003.06595.x>. – DOI 10.1046/j.1365-8711.2003.06595.x
- [Youdin u. Goodman 2005] YODIN, A. N. ; GOODMAN, J.: Streaming Instabilities in Protoplanetary Disks. In: *ApJ* 620 (2005), Februar, S. 459–469. <http://dx.doi.org/10.1086/426895>. – DOI 10.1086/426895
- [Zsom u. a. 2010] ZSOM, A. ; ORMEL, C. W. ; GÜTTLER, C. ; BLUM, J. ; DULLEMOND, C. P.: The outcome of protoplanetary dust growth: pebbles, boulders, or planetesimals? II. Introducing the bouncing barrier. In: *A&A* 513 (2010), S. 56–72

## Anhang A

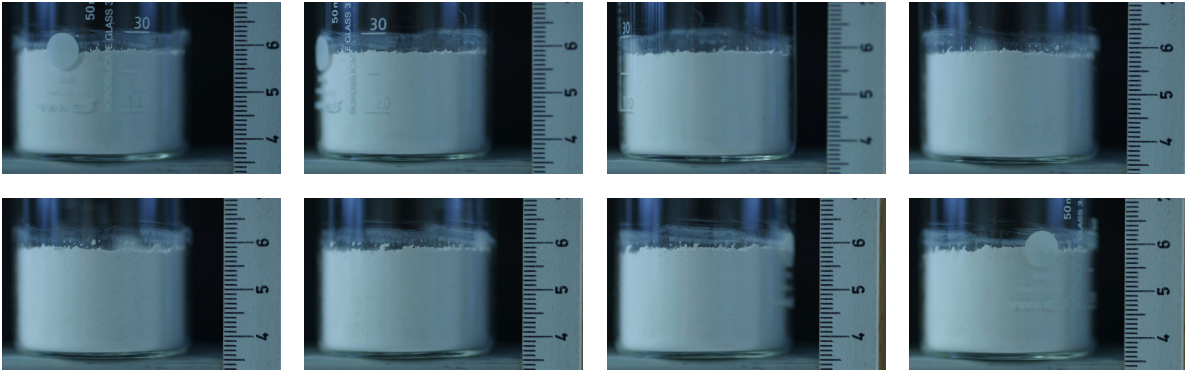
# Zur Bestimmung der Höhe von zylinderförmigen Staubagglomeraten

Kollidierende Staubteilchen mit der mittleren Größe 1,2 mm formen zylinderförmige Agglomerate. In gleichen Abständen werden acht Bilder um die Agglomerate herum erstellt.

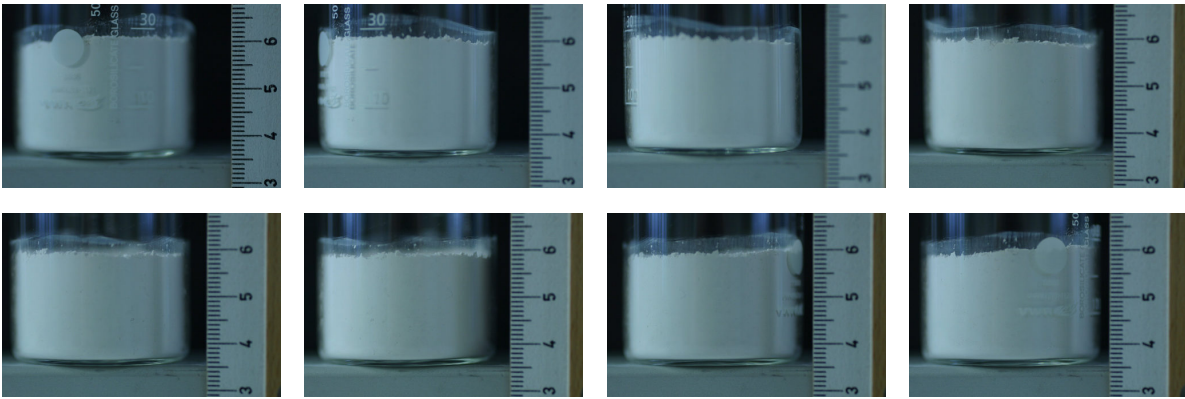
Agglomerat entstanden aus Staubteilchen mit  $v = (1,30 \pm 0.14) \text{ m/s}$ :



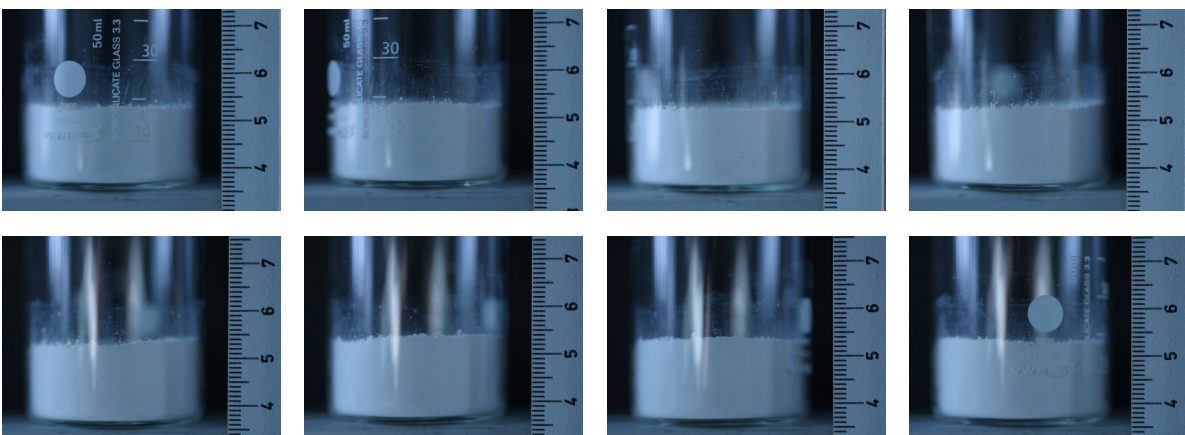
Agglomerat entstanden aus Staubteilchen mit  $v = (4,17 \pm 0.19) \text{ m/s}$ :



Agglomerat entstanden aus Staubteilchen mit  $v = (5,09 \pm 0.29) \text{ m/s}$ :



Agglomerat entstanden aus Staubteilchen mit  $v = (6,63 \pm 0.62) \text{ m/s}$ :

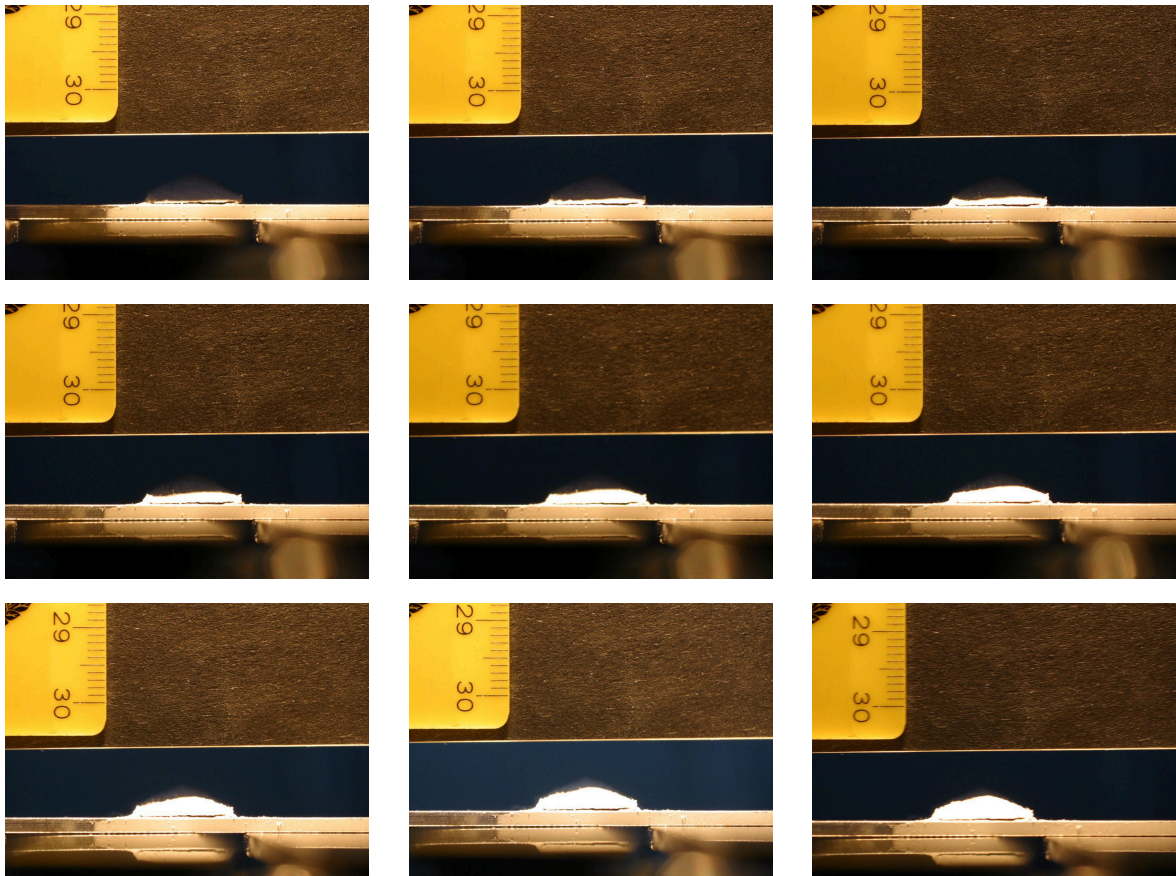


## Anhang B

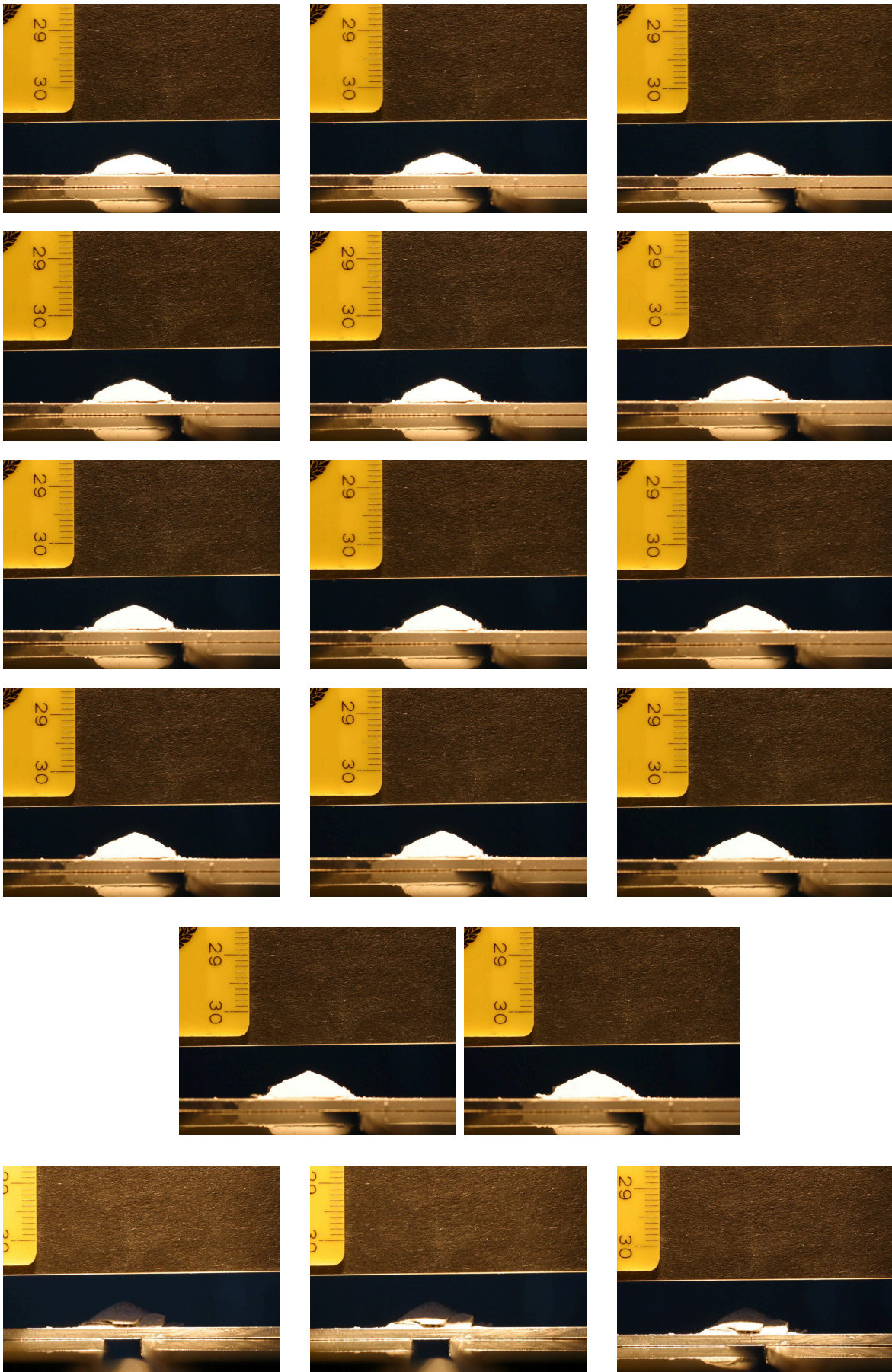
# Volumenbestimmung von Staubagglomeraten

Mittels der „Schattenmethode“, dargestellt in Abschnitt 7.3.2, werden von Agglomeraten die Volumina gemessen.

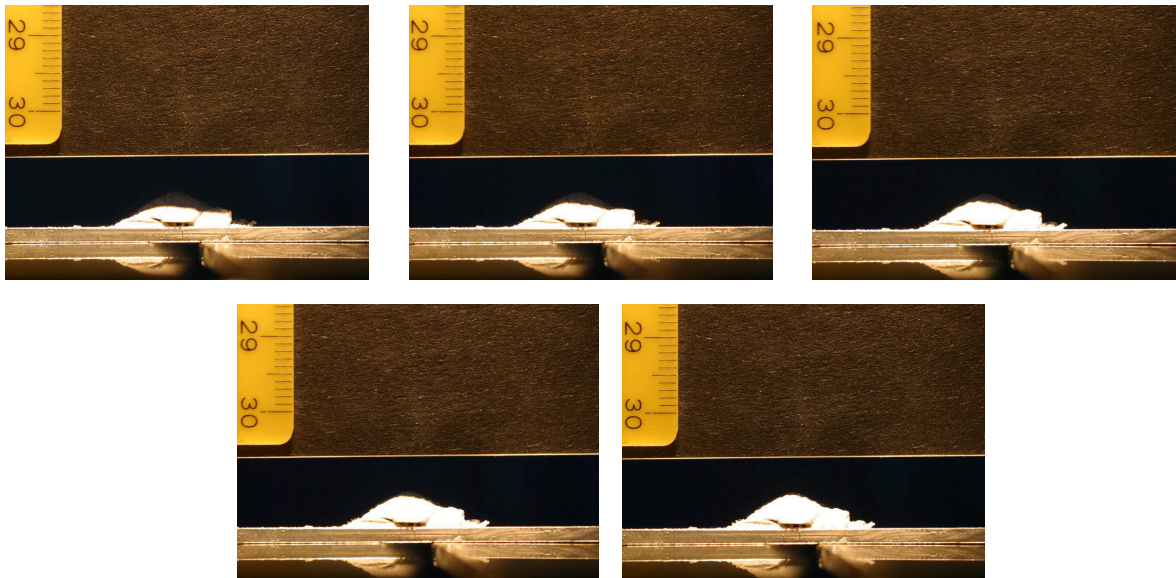
Staubagglomerat 1: oberhalb der Zentrifuge produziert, Volumenfüllfaktor  $\Phi = 0,391$ .



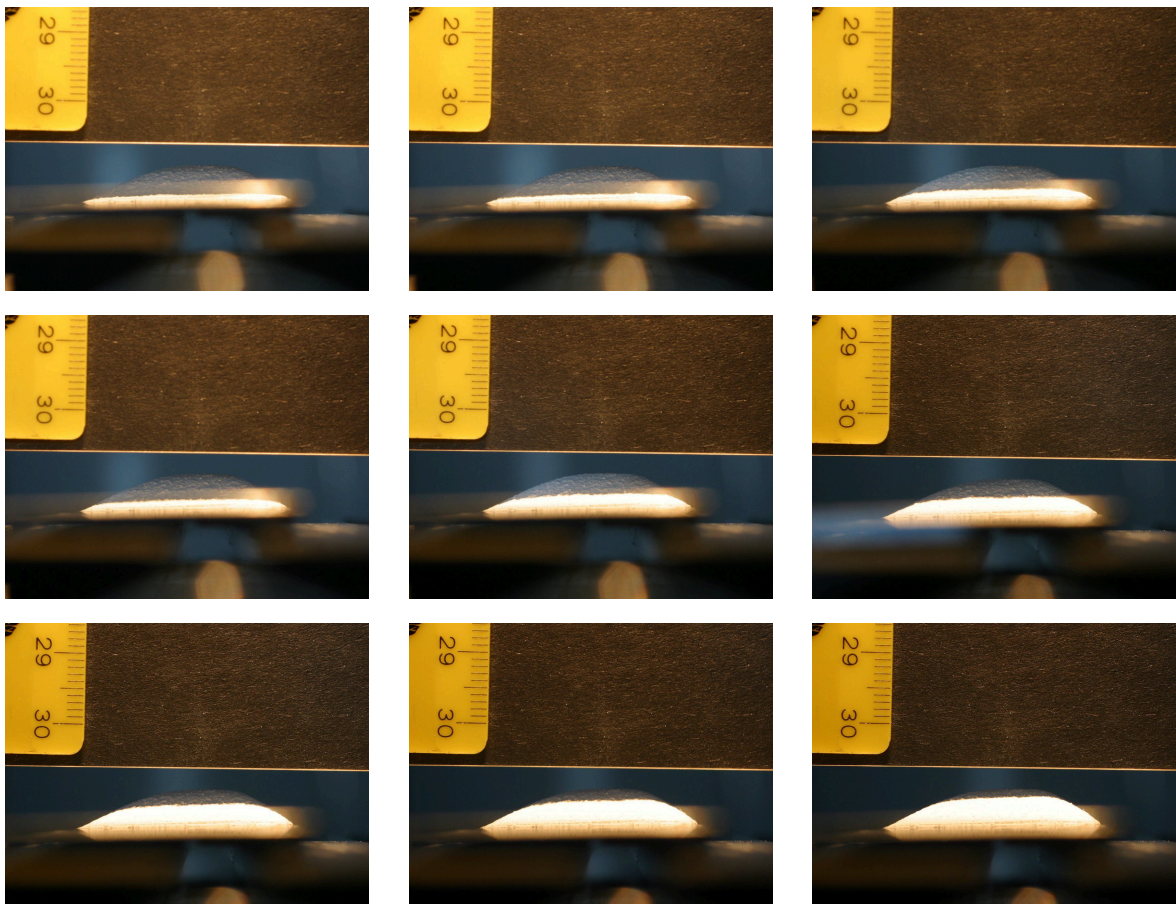




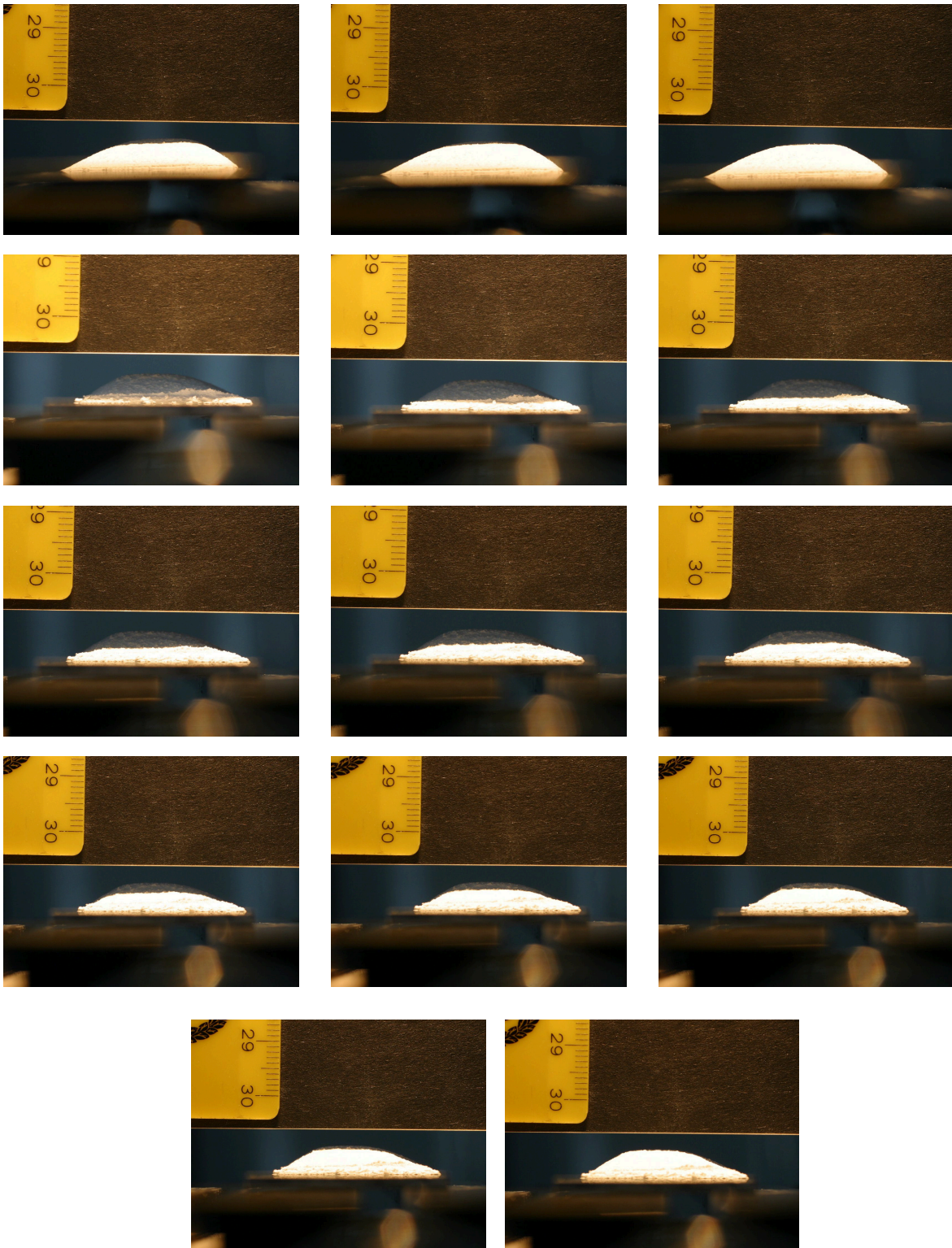




Staubagglomerat 2: oberhalb der Zentrifuge produziert, Volumenfüllfaktor  $\Phi = 0,383$ .





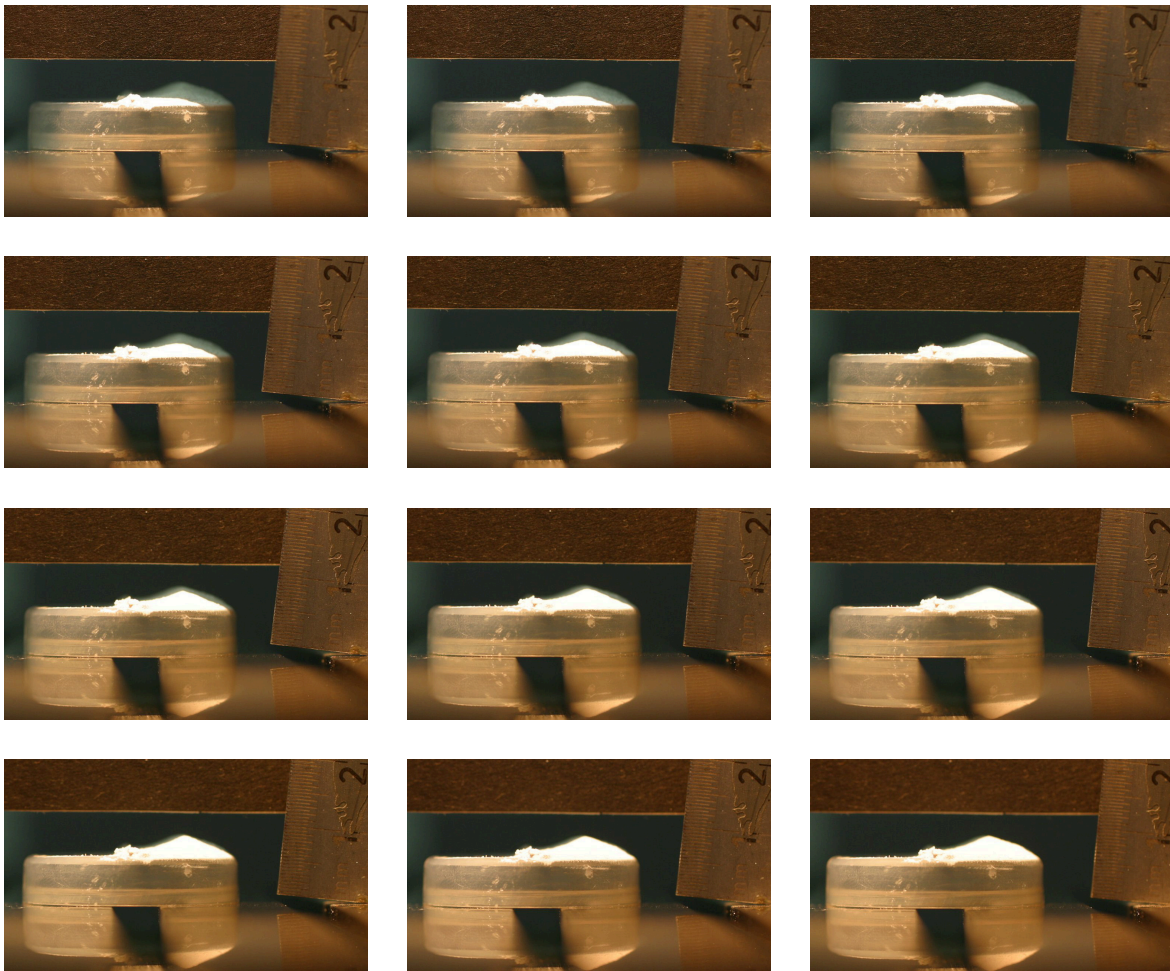




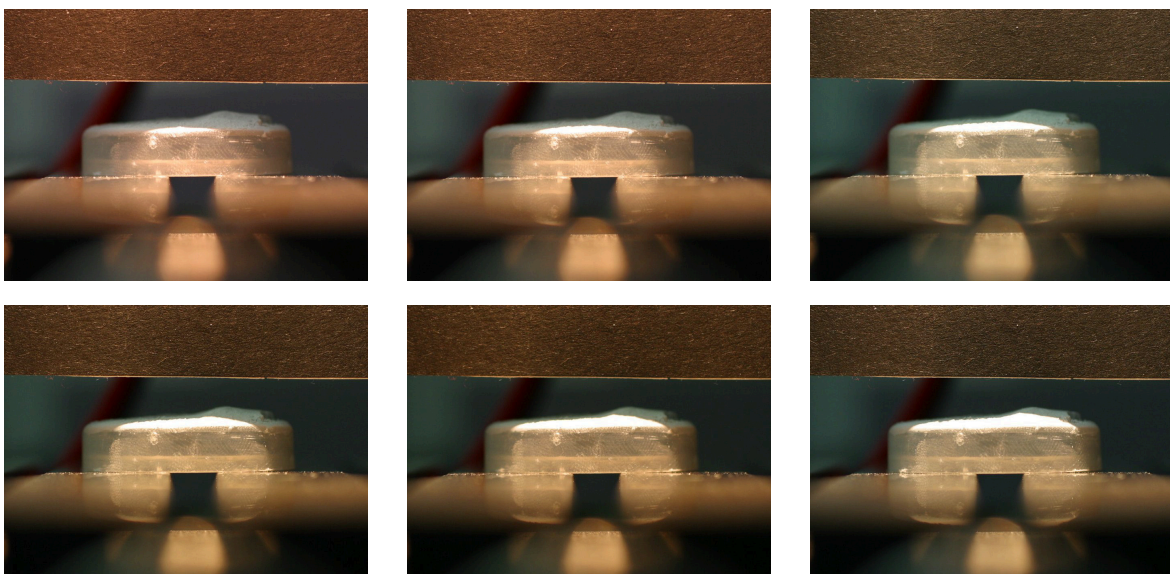
Staubagglomerat 3: unterhalb der Zentrifuge produziert, Volumenfüllfaktor  $\Phi = 0,315$ . Agglomerat befindet sich auf Plastikscheibe. Durchmesser der Scheibe = 30 mm.





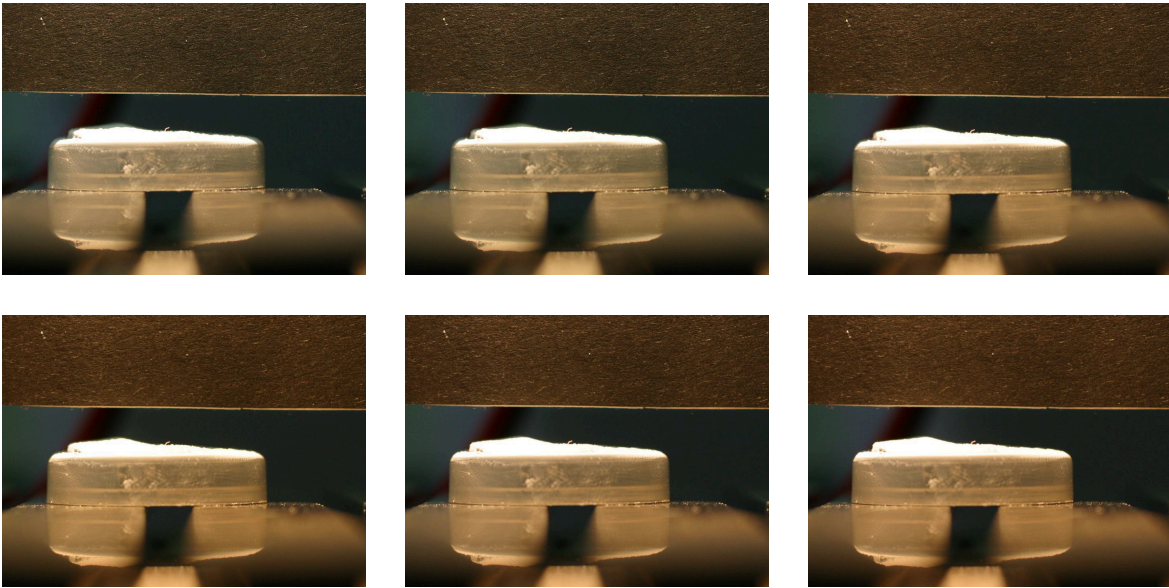


Staubagglomerat 4: unterhalb der Zentrifuge produziert, Volumenfüllfaktor  $\Phi = 0,289$ . Agglomerat befindet sich auf Plastikscheibe. Durchmesser der Scheibe = 30 mm.









# Danksagung

Die Arbeit an der vorliegenden Dissertation bedeutete für mich die großartige Gelegenheit, mich im Bereich der experimentellen Astrophysik mit dem Thema der Planetenentstehung auseinanderzusetzen, aktuelle Forschung auf diesem Gebiet mitzuerleben und neue Erkenntnisse zu gewinnen. Meine Tätigkeiten haben mir dabei große Freude bereitet. Für das Gelingen dieser „Mission“ sind natürlich viele Personen mitverantwortlich, bei denen ich mich bedanken möchte.

Mein Dank gilt zunächst Herrn Prof. Dr. Gerhard Wurm für die Aufnahme in seine Arbeitsgruppe, sein in mich gesetztes Vertrauen, seine Unterstützung, die gewährleisteten Freiheiten in der Gestaltung dieser Arbeit und für das überaus freundliche und verständnisvolle Arbeitsklima.

Auch bei Herrn Prof. Dr. Jürgen Blum möchte ich mich für die freundliche Übernahme des zweiten Gutachtens bedanken.

Natürlich gilt mein Dank auch der Deutschen Forschungsgemeinschaft, DFG, welche diese Arbeit als ein Teil der Forschergruppe FOR 759 gefördert und unterstützt hat. Hiermit möchte ich mich auch bei allen weiteren Mitgliedern dieser Forschergruppe von den Universitäten in Braunschweig, Heidelberg, Tübingen und Kiel bedanken. Mittels der Forschergruppentreffen u. a. Konferenzen konnte eine fruchtbare und erfolgreiche Zusammenarbeit gefördert werden.

Desweiteren bedanke ich mich bei Dr. Jens Teiser, für seine Unterstützung, seine Ratschläge und seine Beantwortung offener Fragen.

Mein Dank geht auch an die Universität Duisburg-Essen an der ich meine Dissertation verfassen durfte. Für die Anfertigung der rotierenden Zentrifuge in einer Vakuumkammer („Höllenmaschine“) bedanke ich mich speziell bei Manfred Aderholz, Ulrich Visser und beim Team der Werkstatt der Universität Duisburg-Essen. Manfred, danke nochmals für die stetige Hilfeleistung bei technischen Problemen aller Art.

Ich danke euch, Caroline de Beule, Dr. Thorben Kelling, Tim Jankowski und nochmals Dr. Jens Teiser und Prof. Dr. Gerhard Wurm für meine Aufnahme in eurem Team und somit für die Gelegenheit an einer Parabelflugkampagne mitzuwirken und ein Experiment bei „partial-g“ und in Schwerelosigkeit durchzuführen. Es waren zwei tolle Wochen bei Bordeaux! Bei Thorben bedanke ich mich nochmals für das Lesen dieser Arbeit.

Vielen Dank an Mathias Schywek für die fruchtbare Zusammenarbeit.

Ich möchte mich bei allen aktuellen und ehemaligen Mitgliedern der Arbeitsgruppe für eine tolle Zeit bedanken, als da sind: Guillem Aumatell, Christoph Loesche, Dominika Dabrowska, Janine van Eymeren, Ilka Engelhardt, Walter Sabolo, Dr. Theo Kleinefeld,

Beate Trispel, Markus Küpper, Christoph Dürmann, Marc Köster, Johannes Deckers, Stefan Hagenacker, Raphaela Mumme und Alexander Hesse.

Mein Dank geht insbesondere auch an Rosa Esteban García. Sie unterstütze mich bei allen verwaltungstechnischen Angelegenheiten. Mit ihrer guten Laune sorgt sie für ein tolles Arbeitsklima.

Last but not least möchte ich mich bei meiner Familie herzlichst bedanken. Die Unterstützung und der Glaube an mich seitens meiner Eltern Susanne und Christian half mir, meine Ziele zu verwirklichen und auch, während nicht so guten Zeiten, niemals aufzugeben. Auch bei meiner Schwester Christine, ihrem Mann Sven, ihren Kindern Anne-Kathrin und Erik sowie bei meinem Bruder Patrick bedanke ich mich sehr dafür, dass sie mir stets zur Seite standen und immer für positive Ablenkung vom alltäglichen Stress sorgen.

This research has made use of the Exoplanet Orbit Database and the Exoplanet Data Explorer at [exoplanets.org](http://exoplanets.org).

# Erklärung

Die vorliegende Dissertation wurde von mir selbstständig verfasst. Bei der Abfassung der Dissertation wurden nur die angegebenen Hilfsmittel benutzt und alle wörtlich oder inhaltlich übernommenen Stellen sind als solche gekennzeichnet. Die Dissertation ist nur in diesem Promotionsverfahren eingereicht und es wird der Doktorgrad Dr. rer. nat. angestrebt.

---

Ort, Datum und Unterschrift



